

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1974

ԵՄՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Ա. Յ. Աճատուհի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզարեկյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շանեղազյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սանակյան, Հ. Հ. Վաղաշպետյան:

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шихназарян (ответственный секретарь).

ОСТАТОЧНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ μ^- -МЕЗОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

В. А. ДЖРБАШЯН

Выведена формула для деполаризации μ^- -мезонов при мезоатомных переходах, в которой учитываются значения отношения тонкой структуры каждого уровня каскада к ширине. На примере двух распределений в случае углерода показано, что остаточная поляризация мало чувствительна к первоначальной заселенности. Значение $P/P_0 = 19\%$, полученное при использовании статистического распределения с учетом возможных каскадов, хорошо согласуется с последними измерениями [8] группы ОИЯИ. Наблюдено также уменьшение остаточной поляризации с ростом Z , связанное с тем, что для тяжелых мезоатомов больше уровней участвуют в деполаризации.

Основные положения теории деполаризации μ^- -мезонов при мезоатомных переходах были сформулированы в работе [1]. Было показано, что μ^- -мезон теряет основную часть своей поляризации из-за взаимодействия спина с неориентированными орбитами мезоатома (по направлениям мезоатомных излучений производится интегрирование).

Заметим, что на спин-орбитальное взаимодействие, как причину передачи поляризации, автор обращал внимание в серии своих предыдущих работ. В 1956 году [2] было показано, что взаимодействие неполяризованного спина мезона с орбитой промежуточного состояния мезоатома приводит к дезориентации последнего и, следовательно, к уменьшению угловой корреляции γ -лучей.

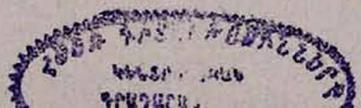
Из полученных в [1] формул, в частности, следовала оценка отношения остаточной и начальной поляризаций $P/P_0 \approx 18\%$ в предположении, что условие

$$(\sqrt{2}\gamma)^2 \gg 1 \quad (1)$$

удовлетворяется для всех уровней каскада и что μ^- -мезоны захватываются преимущественно на орбиты с большими значениями орбитального момента. Такая же оценка, исходя из наглядных представлений, была получена в следующей после [1] работе [3], посвященной указанному вопросу.

Это значение, как показано в книге [4] и как следует из экспериментов, выполненных позже [5—8], качественно согласуется с результатами измерений. Однако достигнутая точность позволяет делать непосредственное сравнение. Воспользовавшись выражением (2) работы [1] для матрицы плотности в случае мезоатомов с нулевым ядерным спином и подставляя выражения для волновых функций и операторов взаимодействия, после суммирования по магнитным квантовым числам получим

$$\left(\frac{P}{P_0}\right)_{l_N, l_{N-1}, \dots, l_1} = \sum_{j_N, j_{N-1}, \dots, j_1} \left\{ \begin{matrix} j_N & j_N & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_N \end{matrix} \right\} \times$$



$$\times \prod_{l=0}^{N-2} \frac{B(j_{N-l}, j'_{N-l}, j_{N-l-1}, j'_{N-l-1}, l_{N-l}, l_{N-l-1})}{1 + (v_{j_{N-l}, j'_{N-l}} / 2\gamma_{N-l})^2} \times$$

$$\times \frac{(2j_1 + 1)(2j'_1 + 1)}{(2l_1 + 1) [1 + (v_{j_1, j'_1} / 2\gamma_1)^2]} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j'_1 & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_1 \end{matrix} \right\}. \quad (2)$$

Здесь фигурные скобки обозначают $6j$ -символы Вигнера, каждая из $N-1$ величин B под знаком произведения дается выражением

$$B(j_i, j'_i, j_{i-1}, j'_{i-1}, l_i, l_{i-1}) = (-1)^{l_i + l_{i-1} + 1 + j_i + j'_{i-1} + j'_{i-1}} \times$$

$$\times (2l_{i-1} + 1)(2j_i + 1)(2j'_i + 1) \left\{ \begin{matrix} j_i & j'_i & 1 \\ j'_{i-1} & j_{i-1} & 1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j'_i & j'_{i-1} & 1 \\ l_{i-1} & l_i & 1/2 \end{matrix} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} j_i & j_{i-1} & 1 \\ l_{i-1} & l_i & 1/2 \end{matrix} \right\}. \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) определяют деполаризацию μ^- -мезонов при захвате на орбиту мезоатома с моментом l_N и последующем каскаде $l_N(1) l_{N-1}(1) \dots l_2(1) l_1$ в случае произвольных отношений $v_{j_{N-l}, j'_{N-l}} : 2\gamma_{N-l}$. При условии (1) эти выражения сводятся к результату (12) работы [1].

В случае нетяжелых мезоатомов для верхних уровней условие (1) не выполняется.

Пусть

$$(v_{j_{N-l}, j'_{N-l}} / 2\gamma_{N-l})^2 \ll 1, \quad i = 0, 1, \dots, n.$$

Тогда благодаря соотношению

$$\sum_{j_{N-l}, j'_{N-l}} \left\{ \begin{matrix} j_{N-l} & j'_{N-l} & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_{N-l} \end{matrix} \right\} B(j_{N-l}, j'_{N-l}, j_{N-l-1}, j'_{N-l-1}, l_{N-l}, l_{N-l-1}) =$$

$$l_{N-l-1} = \left\{ \begin{matrix} j_{N-l-1} & j'_{N-l-1} & 1 \\ 1/2 & 1/2 & l_{N-l-1} \end{matrix} \right\}, \quad (4)$$

являющемуся следствием формул свертывания [9]

$$\sum_x (-1)^{j_1 + j_2 + l_1 + l_2 + l_3 + l'_1 + l'_2 + l'_3 + x} (2x + 1) \left\{ \begin{matrix} l_1 & x & l'_1 \\ l_3 & j_2 & l_3 \end{matrix} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} l_2 & x & l'_2 \\ l'_1 & j_3 & l_1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_3 & x & l'_3 \\ l'_2 & j_1 & l_2 \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ l_1 & l_2 & l_3 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ l'_1 & l'_2 & l'_3 \end{matrix} \right\}$$

и ортонормированности

$$\sum_j (2j + 1)(2j'' + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j' \\ j_3 & j_4 & j \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_3 & j_2 & j \\ j_1 & j_4 & j'' \end{matrix} \right\} = \delta_{j j''} \quad (6)$$

$6j$ -символов Вигнера, после суммирования по соответствующим полным моментам эти уровни в выражении (2) выпадут и деполаризация будет определяться той же формулой, где вместо N будет $N-n-1$. Это значит, что если уровни живут недостаточно долго, чтобы спин μ^- -мезона успевал прецессировать, то никакой деполаризации при соответствующих переходах (включая захват мезона из сплошного спектра на мезоатомный уровень) не происходит. Таким образом, в (2) мы можем переопределить N , понимая под l_N , вообще говоря, уже не начальный уровень, на который происходит захват, а первый в каскаде уровень, для которого имеет место условие деполаризации

$$(\nu/2\gamma)^2 \geq 1. \quad (7)$$

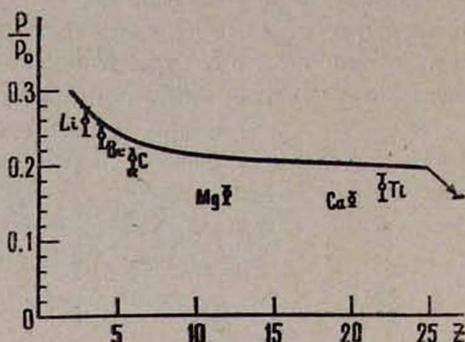
Сказанное выше не согласуется с выводом Манна и Роуза [10] о том, что механизм деполаризации обусловлен лишь способностью μ^- -мезонов образовать мезоатомы. В их статье не упоминается спин-орбитальное взаимодействие. Остаточная поляризация для углерода искусственно уменьшается примерно в два раза привлечением Оже-переходов между высоколежащими уровнями, хотя для них условие (7) не выполняется. Манн и Роуз потратили много усилий с целью доказать, что направления мезонов становятся хаотическими в процессе замедления. Между тем это условие не является необходимым для справедливости (2) и, следовательно, формулы (12) работы [1], эквивалентной использованному ими выражению.

В случае углерода первая в каскаде циркулярная орбита, для которой имеет место условие (7), характеризуется квантовыми числами $n=5$, $l_N=4$. Если предположить, что μ^- -мезоны захватываются в основном на циркулярную орбиту мезоатома, то будет иметь место нисходящий каскад. Согласно формуле (15) работы [1] отношение P/P_0 в этом случае равно 23,4%.

Как следует из данных для интенсивностей γ -лучей [8, 11], более реалистическим является статистическое распределение ($\sim(2l+1)$) начального уровня с $n=14$. Используя это распределение [12], подставляя конкретные значения $\nu/2\gamma$ на мезоатомных уровнях в формулу (2) и учитывая всевозможные каскады, приходим к значению $P/P_0=19\%$. Таким образом теоретическое значение остаточной поляризации, как это отмечено в [1], мало чувствительно к первоначальной заселенности, не поддающейся пока точному расчету. Некоторое уменьшение по сравнению с первым случаем (несмотря на то, что на уровне с $n=5$ распределение по l становится более равномерным) обусловлено тем, что: а) во втором случае наряду с нисходящим каскадом важны осциллирующие каскады, б) условие деполаризации (7) для нециркулярных орбит наступает раньше, чем для циркулярных.

Из приведенного рисунка и последнего результата Джураева и др. [8] ($P/P_0=19,4 \pm 1,1\%$) следует, что значение 19% согласуется с экспериментом. Кривая вычислена в предположении, что первоначально заселена лишь циркулярная орбита.

Учитывая, что в этом случае происходят переходы между циркулярными орбитами ($n, l=n-1$) и ($n-1, l=n-2$), и подставляя значения



Зависимость отношения поляризаций μ^- -мезонов после и до мезоатомного каскада от Z . Кривая описывает случай, когда заселена лишь циркулярная орбита. Для углерода приведена также точка (\times), вычисленная при использовании начальной статистической заселенности. Экспериментальные заселенности заимствованы из работы [8].

$\nu_{jj'}$ = $\frac{1}{2\pi\hbar} (E_j - E_{j'})$ и полной ширины 2γ [13], получим

$$\frac{\nu}{2\gamma} = \frac{\nu_{l+\frac{1}{2}, l-\frac{1}{2}}}{2\gamma_{\text{изл.}} (1 + \beta_1^{(1)})} = \frac{3C}{4\alpha (1 + \beta_1^{(1)})}, \quad (8)$$

где α — постоянная тонкой структуры, а множитель C мало отличается от единицы

$$C = \frac{n - \frac{1}{2}}{n - 1} \left\{ \left(1 - \frac{1}{2n}\right)^n \left[1 + \frac{1}{2(n-1)}\right]^{n-1} \right\}^2, \quad (9)$$

принимая значения от 1,068 при $n=2$ до 1 при $n \rightarrow \infty$. Коэффициент конверсии $\beta_1^{(1)}$ приближенно равен

$$\beta_1^{(1)} = \frac{64(Z-1)^3}{\alpha^3 Z^7} \left[\frac{n^2 (n-1)^2}{2n-1} \frac{m_e}{m_\mu} \right]^{7/2}. \quad (10)$$

Точные значения отношения $\nu/2\gamma$ для произвольных переходов можно получить, используя формулы работы [12]. Из рисунка видна тенденция к уменьшению остаточной поляризации с ростом Z , связанная согласно (7), (8) и (10) с тем, что для тяжелых мезоатомов больше уровней участвуют в деполаризации μ^- -мезонов.

Малое отличие от средних взвешенных значений по ряду экспериментальных работ (см. [8]), как это видно на примере углерода, может быть устранено выбором более подходящей заселенности уровней захвата.

Таким образом, из сравнения теории с экспериментом следует, что

1) V-A теория объясняет угловое распределение электронов в распадах μ^- -мезонов, рождающихся при распадах π^- -мезонов;

- 2) влияние соседних атомов и электронов в конденсированном веществе приводит к компенсации магнитного момента электронной оболочки*;
- 3) при низких температурах, а также в тех случаях, когда в качестве мишеней используются химические соединения, помимо рассмотренных [8, 15] должны быть учтены и другие взаимодействия.

Автор благодарен В. С. Евсееву, В. С. Роганову и А. А. Джураеву за полезное обсуждение ряда вопросов.

Ереванский физический
институт

Поступила 11.IX.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Джрбашян. ЖЭТФ, 36, 277 (1959).
2. В. А. Джрбашян. ЖЭТФ, 31, 1090 (1956).
3. I. M. Shtushkevich. Nucl. Phys., 11, 419 (1959).
4. А. О. Вайсенберг. Мю-мезон, Изд. Наука, 1964.
5. D. C. Buckle, J. R. Kane, R. T. Stegel, R. J. Wetmore. Phys. Rev. Lett., 20, 705 (1968).
6. В. С. Евсеев, Ф. Кильбингер, В. С. Роганов, В. А. Черногорова, М. Шимчак ЯФ, 4, 545 (1966).
7. А. И. Бабаев, В. С. Евсеев, Г. Г. Мясничева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, В. А. Черногорова. ЯФ, 10, 965 (1969).
8. А. А. Джураев, В. С. Евсеев, Г. Г. Мясничева, Ю. В. Обухов, В. С. Роганов, ЖЭТФ, 62, 1424 (1972).
9. А. Эдмондс. Сб. Деформация атомных ядер, ИЛ, 1958.
10. R. A. Mapp, M. E. Rose. Phys. Rev., 121, 293 (1961).
11. D. Kessler et al. Phys. Rev. Lett., 18, 1179 (1967).
12. Y. Eisenberg, D. Kessler. Nuovo Cim., 19, 1195 (1961).
13. G. R. Burbidge, A. H. De Borde. Phys. Rev., 89, 189 (1953).
14. И. И. Гуревич. Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, 1972, стр. 411.
15. А. А. Джураев, В. С. Евсеев. Препринт ОИЯИ Р14-6023, 1971.

ՏԱՐԲԵՐ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐՈՒՄ μ^- -ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՄՆԱՑՈՐԴԱՑԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

Վ. Հ. ԶՐԲԱՇՅԱՆ

Մեզոատոմային անցումների ժամանակ μ^- -մեզոնների ապարեկոացման համար դուրս է բերված բանաձև, որը հաշվի է առնում կասկադի յուրաքանչյուր մակարդակի նույն ստրուկտուրայի և լայնության հարաբերությունը, երկու բաշխումների օրինակով, ածխածնի դեպքում ցույց է տրված, որ մնացորդային բեկոացումը զգալուն չէ սկզբնական բնակեցվածության նկատմամբ: Իրականին մոտ ստատիստիկ բաշխումը օգտագործելիս ստացված $P/P_0=19\%$ արժեքը լավ համաձայնվում է Դուբնայի խմբի վերջին չափումների հետ [8]: Դիտված է նույնպես մնացորդային բեկոացման փոքրացումը Z-ի աճի հետ: Վերջինս պայմանավորված է նրանով, որ ծանր մեզոատոմների դեպքում շատ մակարդակներ են մասնակցում ապարեկոացմանը:

* Недавно получено экспериментальное подтверждение возможного при некоторых условиях влияния [1] электронной оболочки в газе [14].

RESIDUAL POLARIZATION OF MESONS IN VARIOUS ELEMENTS

V. A. DJRBASHYAN

A formula for the depolarization of μ^- -mesons in mesic atom transitions, which takes into account the values of the ratio of fine structure of each cascade level to its width, is deduced. Starting from two initial distributions for carbon, it was shown that the residual polarization of μ^- -mesons was low sensitive to the initial population. The value of $P/P_0 = 19\%$, obtained when utilizing the statistical distribution with due regard for possible cascades, is in good agreement with late measurements of Dubna group [8]. The decrease of the residual polarization with the increase of Z is observed as well. This is due to the fact, that for heavier mesic atoms more energetic levels take part in depolarization.

РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЖИДКОСТЕЙ ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ CuK_α

А. О. АБОЯН, Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В работе [1] были определены показатели преломления некоторых твердых тел для характеристических излучений различных анодов рентгеновских источников. Для определения этих показателей преломления был использован метод, основанный на изменении периода муаровых картин при помещении между блоками интерферометра тела, показатель преломления которого необходимо определить. В излагаемой работе разработана методика для определения показателя преломления жидкостей и измерены показатели преломления некоторых из них для CuK_α излучения. Исследована также зависимость показателя преломления от концентрации этилового спирта в воде.

Методика работы

Для измерения показателя преломления жидкостей был изготовлен особый трехблочный интерферометр по Лауэ из почти бездислокационного монокристалла кремния. Отражающие плоскости (110) были перпендикулярны к большим поверхностям блоков и поверхности основания. Для придания жидкости формы клина из плоскопараллельной пластинки органического стекла (толщиной 0,8 мм) были изготовлены клинообразные призмы с различными преломляющими углами для различных жидкостей. На рис. 1 показаны горизонтальные сечения блоков интерферометра и

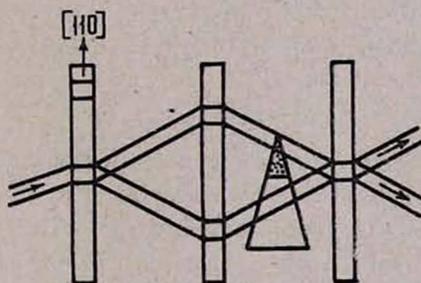


Рис. 1. Горизонтальные сечения блоков интерферометра и призмы.

призмы. Преломляющее ребро призмы перпендикулярно к основанию интерферометра и параллельно его отражающим плоскостям. Вертикальной перегородкой внутреннее пространство призмы разделено на две части таким образом, что разные лучи, выходящие из зеркала (второй блок), проходят через эти различные части призмы. Нетрудно убедиться в том, что если призма внутри интерферометра расположена таким образом, что плоскость, делящая поровну преломляющий двухгранный угол, параллельна блокам интерферометра, то лучи, выходящие из второго блока, пройдут одинаковые пути в стенах призмы. Таким образом, расположение по-

рожной призмы внутри интерферометра не меняет форму интерферометрической картины, полученной от интерферометра без призмы. На рис. 2а и б



Рис. 2а, б. Муаровые узоры интерферометра с порожней призмой (а) и призмой, наполненной жидкостью (вода) (б).

показаны соответственно интерферометрические картины с призмой и с жидкостью. Для определения показателя преломления жидкости мы получили муаровую картину от интерферометра с призмой, узкая часть которой заполнена жидкостью. Ясно, что наличие жидкости в узкой части призмы вызывает разность оптических путей между лучами, проходящими через жидкость и вне жидкости. Эта разность оптических путей определяется формулой

$$\Delta = (\delta - \delta_0) x, \quad (1)$$

где δ и δ_0 —соответственно единичные декременты показателей преломления жидкости и воздуха, x —путь луча в жидкости. Если периоды муаровых картин, полученных без жидкости (порожняя призма) и с жидкостью (узкая часть призмы наполнена жидкостью), обозначить соответственно через L_1 и L_2 , то для единичного декремента показателя преломления жидкости получим [1]

$$\delta = \frac{\lambda [(L_1 - L_2) + \sqrt{(L_1 - L_2)^2 - 4L_1L_2 \operatorname{tg}^2 \varphi/2}]}{4L_1L_2 \operatorname{tg} \varphi/2} + \delta_0, \quad (2)$$

где φ —преломляющий угол призмы.

Очевидно, что формула (2) верна только в том случае, когда

$$\Delta < \lambda \quad \text{или} \quad x < \frac{\lambda}{\delta - \delta_0}. \quad (3)$$

Ясно, что для выполнения условия (3) необходимо изготовить призмы с достаточно малыми преломляющими углами.

Результаты измерений

Для воды, глицерина, этилового спирта и касторового масла с помощью интерферометра и призмы были получены муаровые картины для излучения CuK_{α} и измерены периоды этих картин. С помощью формулы (2) были рассчитаны единичные декременты показателей преломления этих жидкостей. Результаты этих расчетов приведены в таблице.

Таблица

Жидкость	L_1 (мм)	L_2 (мм)	$\delta \cdot 10^6$
Вода	0,4534	0,2543	3,7144
Глицерин	0,4390	0,2189	4,4783
Этиловый спирт	0,3848	0,1897	2,9235
Касторовое масло	0,3432	0,1838	3,6283

Были получены также муаровые картины от растворов этилового спирта в воде различных концентраций. Были измерены периоды этих муаровых картин и рассчитаны единичные декременты показателя преломления. График зависимости единичного декремента показателя преломления от концентрации приведен на рис. 3.

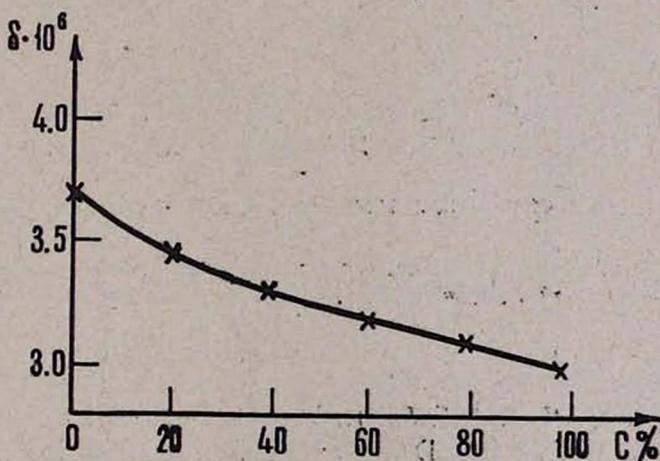


Рис. 3. График зависимости единичного декремента показателя преломления от концентрации этилового спирта в воде.

Нелинейность этой зависимости объясняется тем, что единичный декремент зависит не только от плотности раствора, но и от отношения A/Z , где A —атомный вес, а Z —порядковый номер. Следовательно, измеряя плотность жидкости и единичный декремент, можно вычислить величину A/Z для раствора.

Обсуждение результатов и выводы

1. Как видно из таблицы, полученные результаты достаточно надежны. Как известно [2, 3], показатели преломления воды и глицерина определены для рентгеновских лучей и другими методами. Результаты этих измерений достаточно хорошо совпадают с нашими. Согласно этим измерениям для воды $\delta=3,69 \cdot 10^{-6}$, а для глицерина $\delta=4,41 \cdot 10^{-6}$. С другой стороны, точность наших интерферометрических измерений больше (четвертая цифра после запятой).

2. Как видно из рис. 3, с увеличением концентрации этилового спирта единичный декремент показателя преломления раствора уменьшается, что означает увеличение показателя преломления.

3. Благодаря большой чувствительности интерферометрического метода с помощью измерения показателя преломления можно определить концентрации двухкомпонентных растворов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 7.VII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. О. Абоян, Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безириания. Известия вузов СССР (в печати).
2. М. А. Блохин. Физика рентгеновских лучей, ГТИ, 1953.
3. А. Ком.тон, С. Алисон. Рентгеновские лучи, ОГИЗ, 1941.

ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ
ՌԵՆՏԳԵՆԱԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻԿ ՄԵԹՈԴՈՎ CuK_{α} ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա. Հ. ԱՐՈՅԱՆ, Ֆ. Հ. ԷՅՐԱՄԺՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Ռենտգենահինտերֆերոմետրիկ մեթոդով որոշված է մի քանի հեղուկների բեկման ցուցիչները, ինչպես նաև հետազոտված է բեկման ցուցիչ կախվածությունը շրի մեջ էթիլ սպիրտի կոնցենտրացիայից:

ROENTGEN FERROMETRICAL DEFINITION OF THE
REFRACTIVE INDEX OF SOME LIQUIDS FOR
 CuK_{α} RADIATION

A. O. ABOYAN, F. O. EIRAMJYAN, P. A. BEZIRGANYAN

Refractive indices of some liquids are obtained by means of the roentgen ferrometrical method. The dependence of the refractive index on different concentrations of ethyl alcohol in water is investigated as well.

ДВОЙНАЯ ИНЖЕКЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИК С ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ С РОСТОМ ТОКА ВРЕМЕНАМИ ЖИЗНИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Показана возможность и предложена физика формирования двух участков отрицательного сопротивления S -типа на прямой ветви вольт-амперной характеристики «длинной» структуры, функционирующей в режиме двойной инжекции.

Несмотря на большое число работ, посвященных изучению прохождения тока через компенсированные полупроводники [1—21], интерес к этому вопросу не ослабевает, так как явление инжекции лежит в основе работы целого ряда полупроводниковых приборов [2, 3, 17, 22], где к тому же всегда имеются специально введенные или неконтролируемые ловушки для носителей заряда.

В работах [9, 14, 18] рассматривалось прохождение тока через «длинную» структуру с двойной инжекцией, изготовленную из электронного полупроводника, компенсированного примесью, создающей глубокие акцепторные однократно заряженные центры в нижней половине запрещенной зоны. Сравнительно сильное тепловое взаимодействие с валентной зоной является причиной уменьшения времени жизни дырок τ_p с ростом уровня инжекции, что приводит к более слабой модуляции высокоомной базы, чем при $\tau_p = \text{const}$. С дальнейшим ростом тока τ_p становится либо постоянным [9, 14], либо растет [18]. В обоих случаях смена кинетики приводит к участку отрицательного сопротивления (ОС) на прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ).

В настоящей работе проведен анализ процессов, происходящих при изменении τ_p с током, и показана возможность наличия двойного срыва на ВАХ. Дана физическая интерпретация полученных результатов.

Принятая модель и основные уравнения

Рассмотрим полупроводник n -типа, легированный мелкими донорами и компенсированный примесью, создающей глубокие акцепторы в нижней половине запрещенной зоны (рис. 1). Такое расположение рекомбинационного центра позволяет вплоть до очень больших плотностей тока пренебречь всюду ниже тепловым выбросом электронов в зону проводимости. Падением напряжения на крайних слоях структуры пренебрегается, переходы считаются идеально инжектирующими. Рассматривается случай высокого уровня инжекции.

Из условия квазинейтральности имеем

$$n = p + \frac{N_g p - \delta_0 N_g (p_1 + \theta n)}{p + p_1 + \theta n}, \quad (1)$$

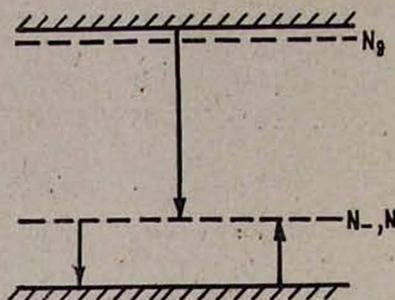


Рис. 1. Зонная модель.

где

$$\delta_0 = \frac{N - N_g}{N_g}, \quad (2)$$

n и p — концентрации электронов и дырок, N_g и N_- — концентрации мелких доноров и глубоких акцепторов, p_1 — эффективная плотность свободных дырочных состояний в валентной зоне, «приведенная» к уровню ловушек [5, 23].

Радиус экранирования L_D для указанной на рис. 1 модели равен [21]

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_0 T}{4 \pi e^2 \left[n + p + \frac{N_- (N - N_-)}{N} \right]}}. \quad (3)$$

Здесь N_- — концентрация отрицательно заряженных глубоких акцепторов, остальные обозначения обычные. Тогда электронно-дырочная плазма квазинейтральна на расстояниях r , много больших максимального радиуса экранирования, получаемого из (3) при условиях теплового равновесия, ибо с ростом тока размер экранирующего облака L_D уменьшается*. Итак, требуется, чтобы

$$r \gg L_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_0 T}{4 \pi e^2 \left[2 n_T + \frac{\delta_0 N_g}{1 + \delta_0} \right]}}. \quad (4)$$

Условие квазинейтральности предполагает выполнение всюду ниже неравенств

$$\left| \frac{\epsilon}{4 \pi e} \frac{dE}{dx} \right| < (p - p_T + N_g), \quad n - n_T + N_-. \quad (5)$$

Как показывают оценки, (5) выполняется во всем исследуемом интервале токов.

Согласно статистике Шокли-Рида

* В [24] показано, что подвижность носителей в компенсированном полупроводнике с ростом концентрации носителей тока не уменьшается.

$$\tau_p \approx \frac{p + p_1 + \theta n}{\theta n} \tau_p^0, \quad (6)$$

где θ равно отношению коэффициентов рекомбинации электронов и дырок,

$$\tau_p^0 = [\langle v_p \sigma_p \rangle N]^{-1}.$$

Запишем (1) в виде

$$p^2 + [N_g + p_1 - n(1 - \theta)]p - (p_1 + \theta n)(n + \delta_0 N_g) = 0 \quad (7)$$

и представим n как

$$n = n_0 - \frac{p}{b}, \quad (8)$$

где n_0 характеризует уровень инжекции, b — отношение подвижностей электронов и дырок.

При

$$n_0 < Ms, \quad (9)$$

$$s = \frac{1}{a} \left\{ 1 - \theta_1 + \frac{2(1 - \theta)(p_1 + \delta_0 \theta N_g)}{kM} - \frac{2(1 - \theta)}{k} \left[\frac{k\theta}{1 - \theta} + \frac{k(p_1 + \delta_0 \theta N_g)}{M} \left(1 + \frac{p_1 + \delta_0 \theta N_g}{kM} \right) + \frac{ka p_1 \delta_0 \theta N_g}{(1 - \theta) M (p_1 + \delta_0 \theta N_g)} \right]^{1/2} \right\}$$

из (7) получим

$$p \approx \frac{(p_1 + \theta n_0)(n_0 + \delta_0 N_g)}{M - n_0(1 - \theta_1)}. \quad (10)$$

В (9) и (10) приняты следующие обозначения:

$$a \approx 1 - \theta \frac{6b + 8}{b}, \quad M = N_g \left(1 + \frac{\delta_0 \theta}{b} \right) + \frac{p_1}{k}, \quad \theta_1 = \frac{b + 2}{b} \theta, \quad k = \frac{b}{b + 1}. \quad (11)$$

При

$$n_0 > Mt, \quad (12)$$

где t отличается от s лишь знаком перед корнем, концентрацию дырок можно представить в виде

$$p = \frac{k}{1 - \theta} [n_0(1 - \theta_1) - M]. \quad (13)$$

Из уравнений для электронной и дырочной составляющих плотности тока j получим

$$E = \frac{j}{e n n_0} - \frac{k_0 T}{e} \frac{b \frac{dn}{dx} - \frac{dp}{dx}}{b n_0} = E_T + E_D, \quad (14)$$

где x — расстояние от p - n -перехода вдоль базы, E_T — токовая (дрейфовая) составляющая электрического поля, E_D — его демберовская составляющая.

Воспользовавшись уравнением непрерывности для дырочной и электронной составляющих тока, получаем два уравнения [8, 10], описывающих распределение носителей в базе структуры. Одно из уравнений имеет вид

$$\frac{D^p}{D_p} \frac{d^2 p}{dx^2} + \beta_p \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 + \frac{F_-}{k_0 T (b+1)} \frac{dp}{dx} = \frac{p - p_T}{b D_p \tau_p}, \quad (15)$$

где

$$D^p = \frac{d}{dp} (np) D_p, \quad (16)$$

$$\beta_p = \frac{p}{bn_0} \frac{d^2 n}{dp^2} - \frac{u_p}{j(b+1)} \left(b \frac{dn}{dp} - 1 \right) F_-, \quad (17)$$

$$F_- = \frac{d}{dp} [e(n-p) E_T], \quad (18)$$

а второе уравнение есть

$$\frac{D^n}{D_n} \frac{d^2 n}{dx^2} + \beta_n \left(\frac{dn}{dx} \right)^2 + \frac{F_+}{k_0 T (b+1)} \frac{dn}{dx} = \frac{n - n_T}{\tau_n}, \quad (15a)$$

где

$$D^n = b \frac{dp}{dn} D^p = \frac{p+n}{bn_0} \frac{dp}{dn} D_n, \quad (16a)$$

$$\beta_n = \frac{n}{bn_0} \frac{d^2 p}{dn^2} - \frac{u_n}{j(b+1)} \left(b \frac{dn}{dp} - 1 \right) F_+, \quad (17a)$$

$$F_+ = \frac{d}{dn} [e(n-p) E_T] = \left(\frac{dn}{dp} \right)^{-1} F_-; \quad (18a)$$

F_- и F_+ имеют размерность силы и впервые были рассмотрены в [10]. Сгруппировав члены с F_- и F_+ , (15) и (15a) можно переписать в виде

$$D^p \frac{d^2 p}{dx^2} + \mu^- E \frac{dp}{dx} + D_n \frac{p}{bn_0} \frac{\partial^2 n}{\partial p^2} \left(\frac{dp}{dx} \right)^2 = \frac{p - p_T}{\tau_p}, \quad (19)$$

$$D^n \frac{d^2 n}{dx^2} + \mu^+ E \frac{dn}{dx} + D_n \frac{n}{bn_0} \frac{\partial^2 p}{\partial n^2} \left(\frac{dn}{dx} \right)^2 = \frac{n - n_T}{\tau_n}, \quad (20)$$

где

$$\mu^- = \frac{p \frac{dn}{dp} - n}{bn + p} u_n, \quad \mu^+ = u_n \frac{p - n}{bn + p} \frac{dp}{dn} = \left(\frac{dn}{dp} \right)^{-1} \mu^-. \quad (21)$$

При линейной зависимости n от p ($\frac{\partial n}{\partial p} = 1$) из (19) и (20) можно получить уравнения, проанализированные в [5, 23]. При этом $\mu^- = \mu^+ = \mu$ и $D^p = D^n = D$; μ называют эффективной подвижностью [23] или биполярной дрейфовой подвижностью [5], а D — эффективным коэффициентом диффузии [23] или коэффициентом биполярной диффузии.

[5]. Когда $\tau_n = \tau_p = \tau$, μ и D описывают амбиполярные дрейф и диффузию.

Сравнивая между собой выражения (18), (18а) и (21), нетрудно убедиться, что имеет место зависимость

$$F_{\pm} = eE \frac{\mu^{\pm} k_0 T}{eD_n} (b + 1). \quad (22)$$

Величина F_+ связана с параметром $a_1 j$, введенным в [8], следующим образом

$$F_+ = \frac{a_1 j}{k u_p}. \quad (23)$$

Аналогичное выражение можно получить для F_- . Интерпретация введенных здесь обозначений D^{\pm} и μ^{\pm} и соотношений между ними будет дана ниже.

Анализ зависимости времени жизни носителей и других параметров задачи от уровня инжекции

Подставляя значение p из (10) в (6), получаем

$$\begin{aligned} \tau_p &= \tau_p^0 \left(1 + \frac{p_1}{\theta n_0} \right) N(n_0), \\ N(n_0) &= \frac{1 + \delta_0 + \frac{p_1}{k N_g} + \frac{\theta n_0}{k N_g}}{1 - \frac{p_1 \delta_0}{b n_0} \left(1 - \frac{b n_0}{\delta_0 N_g} \right) - \frac{n_0}{N_g} \left(1 - \frac{\theta}{k} \right)}. \end{aligned} \quad (24)$$

В дрейфовом приближении (в пренебрежении в (15) членами со второй производной и квадратом первой производной концентрации дырок по координате, а в (14) — демберовской составляющей поля) и при приравнении $N(n_0)$ единице задача была решена в [9]. Было показано, что в области токов, где τ_p уменьшается, после участка

$$j = \frac{8}{9} e u_n \sqrt{\frac{1}{\theta} u_p \tau_p^0 p_1 \delta_0 N_g} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (25)$$

в приближении квазинейтральности следует участок ОС, связанный с вхождением в базу области локального ОС, причем значение n_0 на границе между участком локального ОС и $j \sim V^{3/2}$ равно

$$n_{01} = \sqrt{\frac{p_1 \delta_0 N_g}{\frac{p_1}{N_g} + \theta (1 + \delta_0)}}. \quad (26)$$

Параметры точки срыва следующие [9]*:

* Попытка распространения в [9] расчета, фактически проделанного для структуры с двойной инжекцией, на случай симметричных структур является не совсем удачной.

$$j_{cp} = \frac{ebd}{3\tau_p^0} \sqrt{\frac{p_1 \delta_0 N_g}{\theta \left[1 + \delta_0 + \frac{p_1}{\delta N_g} \right]^3}}, \quad (27)$$

$$V_{cp} = \left(\frac{2}{9} \right)^{1/3} \frac{d^2}{2u_p \tau_p^0} \left[1 + \delta_0 + \frac{p_1}{\theta N_g} \right]^{-1}. \quad (28)$$

В работе [20] была осуществлена экспериментальная проверка этих соотношений, показавшая хорошее соответствие теории с опытом для кремниевых диодов, компенсированных кадмием.

Воспользовавшись зависимостью (10), для результирующей силы F_- имеем

$$F_- \approx \frac{j(b+1)}{u_n n_0^2} \left[\frac{2\theta(1-\theta_1)}{M} \left(1 - \frac{p_1}{2bM} \right) n_0^3 - n_0^2 \left(\theta + \frac{p_1(1-\theta_1)}{M} \right) + \right. \\ \left. + p_1 \delta_0 N_g \left(1 - \frac{3n_0}{M} \right) \right] \frac{1}{p_1 + 2\theta n_0} \approx - \frac{j(b+1) \left[n_0^2 \left(\theta + \frac{p_1}{M} \right) - p_1 \delta_0 N_g \right]}{u_n n_0^2 (p_1 + 2\theta n_0)}. \quad (29)$$

Заметим, что начиная приблизительно с

$$n_{01} = \sqrt{\frac{p_1 \delta_0 N_g M}{\theta M + p_1 (1 - \theta_1)}} \quad (30)$$

при $p_1 > 2\theta n_0$ результирующая сила F_- увеличивается с ростом тока. При заметно меньших уровнях инжекции

$$F_- \sim \frac{j}{n_0^2}; \quad (31)$$

с уменьшением уровня инжекции результирующая сила все сильнее противодействует продвижению по базе возмущения из n^+ n -перехода и модуляции им высокоомной базы.

При $p_1 > 2\theta n_0$ имеем

$$F_- \sim -E_T. \quad (32)$$

Заметим, что (26) и (30) совпадают друг с другом при очевидном неравенстве

$$p_1 < \theta M. \quad (33)$$

При значении $n_{01} \tau_p$ становится постоянным, если

$$p_1 < \delta_0 \theta N_g. \quad (34)$$

Расчет эффективного коэффициента диффузии D^p (16) при выборе p согласно (10) дает следующую зависимость:

$$\frac{D^p}{D_p} = \frac{3\theta n_0 + 2p_1 + \delta_0 \theta N_g + \frac{\delta_0 N_g p_1}{n_0}}{b(p_1 + 2\theta n_0)}, \quad (35)$$

т. е. с ростом инжекции D^p уменьшается. С учетом (19) уменьшается, следовательно, и эффективная диффузионная длина $L^p = \sqrt{D^p \tau_p}$. Таким образом, наличие срыва никак не может быть связано с механизмом увеличения диффузионной длины с ростом тока [2, 6]. Срыв вызван прекращением уменьшения времени жизни дырок, сменой кинетики, что будет обсуждено ниже.

Воспользовавшись соотношением между эффективными коэффициентами диффузии электронов и дырок (16а), можно получить

$$\frac{D^n}{D_p} = \frac{[\delta_0 \theta N_g + p_1 + 2 \theta n_0] \left[3 \theta n_0 + 2 p_1 + \delta_0 \theta N_g + \frac{\delta_0 p_1 N_g}{n_0} \right]}{b(p_1 + 2 \theta n_0)(N_g + p_1 - 2 n_0)}, \quad (36)$$

т. е. с ростом тока D^n проходит через минимум.

При использовании (13) из (6) следует, что

$$\frac{\tau_p}{\tau_p^0} = \frac{1}{\theta} \frac{n_0 \left(1 - \frac{2\theta}{b} \right) - M(1-\theta) \left(1 - \frac{p_1}{kM} \right)}{n_0(1-\theta) - M}, \quad (37)$$

т. е. в диапазоне $M_s < n_0 < Mm$ уже произошло увеличение τ_p . Результирующая сила

$$F_- = \frac{2k(1-\theta)Mj}{b^2 n_0^2} = \text{const} \quad (38)$$

не меняется с током; при этом

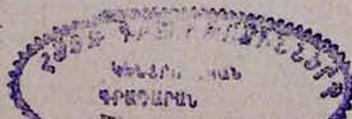
$$D^n = \frac{2D_p}{b+1} \quad (39)$$

равен эффективному коэффициенту биполярной диффузии [5, 23] для случая, соответствующего накоплению в полупроводнике значительной концентрации избыточных электронов и дырок. Итак, при уровнях инжекции, близких к M , на ВАХ возможен второй участок ОС S-типа, обусловленный увеличением времени жизни неосновных носителей τ_p . Зависимости D^n , D^p , τ_n и τ_p от n_0 схематически приведены на рис. 2.

Обсуждение результатов

Используя (31), (32) и (39), можно схематически построить зависимость результирующей силы F_- от тока (рис. 3). Заметим, что F_{\pm} и μ^{\pm} меняют знак с ростом тока. Нужно подчеркнуть, что $E\mu^{\pm}$ не являются скоростями частиц в электрическом поле. Это есть скорости дрейфа возмущения, причем дрейфа в ту сторону, куда движутся неосновные носители заряда. Этот дрейф сгустка электронов и дырок отнюдь не независим от концентрации уже имеющегося заряда подвижных и связанных носителей.

В свою очередь F_- (F_+), согласно (18) и (18а), есть приходящаяся на одну инжектированную дырку (электрон) изменение силы, действующей на единицу объема электронно-дырочной плазмы в результате приложения внешнего напряжения. Для краткости вводится термин «результати-



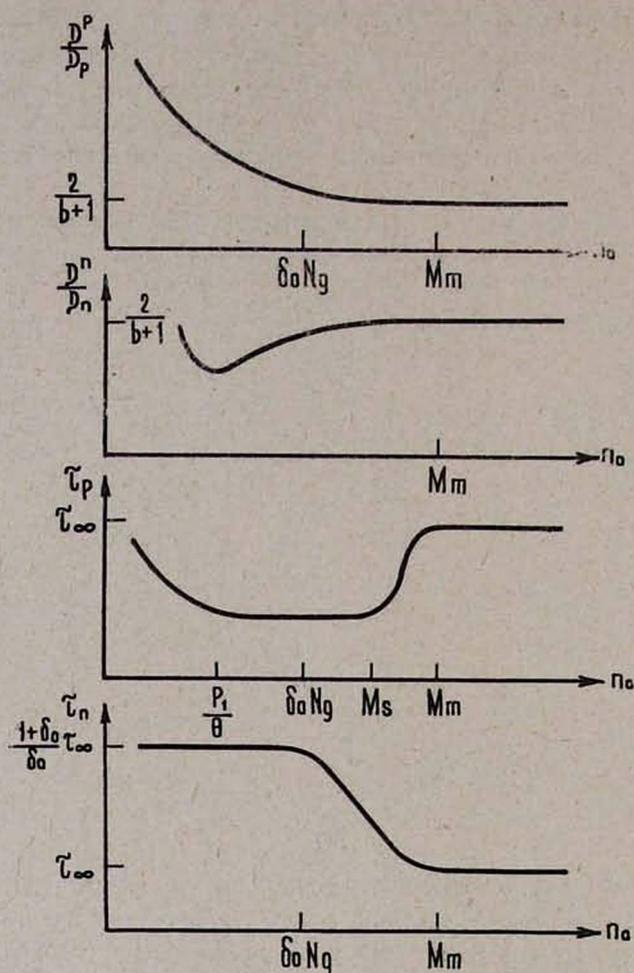


Рис. 2. Схематическое изображение зависимостей D^n , D^p , τ_n и τ_p от уровня инжекции.

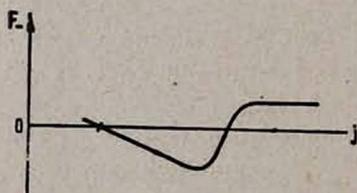


Рис. 3. Схематическое изображение зависимости результирующей силы от плотности тока.

рующая сила». Лишь в условиях, когда μ^- и μ^+ становятся равными u_n , результирующая сила становится равной eE . Возвращаясь к рис. 3, можно считать, что при $F_- > 0$ имеет место нетривиальное накопление инжектируемых электронов в узкой области у n^+ - n -перехода, дифференциальное сопротивление которой, согласно расчетам [9], отрицательно. Это в первую очередь связано с наличием слабого рекомбинационного барьера для дырок, входящих в базу из p^+ - n -перехода. Однако с ростом приложенного напряжения время жизни дырок уменьшается, рекомбинационный барьер ослабевает все сильнее. С прекращением уменьшения времени жизни дырок результирующая сила F_- меняет знак, что способствует продвижению области ЛОС вглубь базы и приводит в конечном счете к S -образности на ВАХ всего образца [9]. Результирующая сила растет пропорционально току, т. е. с ростом тока область ЛОС все глубже входит в базу, способствуя тем самым уменьшению сопротивления и дальнейшему увеличению тока. Таким представляется нам механизм обратной связи, приводящий к срыву на ВАХ образца. Все незаполненные до инжекции глубокие акцепторные центры ($\delta_0 N_g$) забиваются электронами, с $n_0 \simeq \delta_0 N_g$ с ростом уровня инжекции начинает уменьшаться время жизни электронов. Из-за условия $\theta < 1$ постепенное накопление в базе дырок способствует перезарядке глубоких уровней и увеличению времени жизни дырок. Согласно [2, 6] это приводит к падению напряжения на структуре и второму срыву.

Свидетельством наличия эффективного рекомбинационного барьера является более слабая степенная зависимость $j \sim V^{3/2}$ (25) вместо $j \sim V^3$, подчеркивающая вместе с тем, что нет полного блокирования инжекции в базу из-за уменьшения с ростом тока времени жизни. Следует заметить, что если при первом срыве низкоомная область входит в базу со стороны n^+ - n -перехода, то при втором — со стороны p^+ - n -перехода. В условиях, когда нет участка с $\tau_p = \text{const}$, возмущение со стороны p^+ - n -перехода раньше втягивается в базу и имеет место лишь один срыв (см. [2, 6]).

Подчеркнем, что рост с током результирующей силы всегда связан с вполне определенной кинетикой взаимодействия носителей заряда с глубокими центрами. Например, в ситуации, рассмотренной в [9, 14] и настоящей работе, необходимо близкое к потолку валентной зоны расположение глубокого центра и соответственно сильное тепловое взаимодействие с ней. В случае, рассмотренном в [7], необходимо наличие незаполненных до инжекции глубоких центров. Указанные обстоятельства ведут к определенным физическим условиям, обязательно предшествующим и по существу обуславливающим последующий рост результирующей силы. В [7] наличие пустых ловушек приводит к задержке раскомпенсации, а в случае, рассмотренном здесь, возникает рекомбинационный барьер. С последующим ростом тока физические условия, необходимые для существования рекомбинационного барьера и задержки, нарушаются, что и находит выражение в росте результирующей силы.

Уменьшение с током D^p связано с уменьшением с ростом тока числа нейтральных центров, так как захват глубокими центрами электронов при-

водит к усилению связанного отрицательного заряда, удерживающего около себя все большее количество подвижных дырок. Лишь с заполнением всех пустых ловушек ($n_0 = \delta_0 N_g$) имеет место совместная диффузия в полупроводнике инжектированных из переходов электронов и дырок с коэффициентом биполярной диффузии (39).

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25.V.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. А. Лебедев, В. И. Стафеев, В. М. Тучкевич. ЖТФ, 26, 2131 (1956).
2. М. А. Lampert. Repts. Progr. Phys., 27, 329 (1964). М. А. Lampert, Р. Mark. Current Injection in Solids, Acad. Press, N. Y. and London, 1970.
3. Вопросы пленочной электроники. Сб. Советское радио, М., 1966, стр. 50, 83, 170.
4. Ю. С. Акимов, И. В. Рыжиков. ЭТ, серия 2, № 4, 3 (1972); № 6, 47 (1972).
5. С. М. Рыжиков. Фотовольтрические явления в полупроводниках, Физматгиз, М., 1963.
6. В. И. Стафеев. ФТТ, 3, 2513 (1961); 5, 11 (1963).
7. Г. М. Авакьянц. Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965); Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
8. В. В. Осипов, В. И. Стафеев. ФТП, 1, 1795 (1967). В. В. Осипов. В. А. Холоднов. ФТП, 5, 1387 (1971); 6, 441 (1972).
9. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 318 (1969).
10. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, Р. С. Барсемян. ДАН АрмССР, 53, 218 (1971); Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 55 (1972).
11. В. А. Душкин, Л. П. Музюкин, В. И. Мурыгин, В. И. Стафеев. ФТП, 4, 1761 (1970).
12. А. А. Лебедев и др. ФТП, 4, 1130, 2208 (1970); 5, 22, 31, 876, 2277 (1971); 6, 1067 (1972).
13. В. А. Сабликов, И. Б. Павлинов. ДАН УзССР, 3, 27 (1967); 4, 21 (1968).
14. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. ДАН АрмССР, 46, 228 (1969).
15. С. Constantinescu, A. Glodescu. Stari locale in semiconductori, Ed. Acad. RSR, Bucuresti, 1967.
16. N. Holonyak. Proc. IRE, 50, 2421 (1962).
17. П. М. Карагезорий-Алкалаев, А. Ю. Лейдерман. Глубокие примесные уровни в широкозонных полупроводниках, Фан, Ташкент, 1971.
18. Ю. А. Абрамян. Диссертация, Ереван, 1970.
19. Г. М. Авакьянц, Э. Н. Адамян, Р. С. Барсемян, С. А. Тарумян. ФТП, 5, 809 (1971); Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 41 (1970); ДАН АрмССР, 52, 76 (1971). Г. М. Авакьянц, С. В. Минасян, В. А. Погосян. Микроэлектроника, 1, 250 (1972).
20. Р. С. Барсемян. Диссертация, Ереван, 1972.
21. В. К. Григорьев, О. И. Казанцев, В. И. Мурыгин, В. С. Рубин, В. И. Стафеев. ФТП, 3, 1861 (1969); 4, 116 (1970).
22. D. Dascalu. Injectia unipolara in dispozitive electronice semiconductorare, Ed. Acad. RSR, Bucaresti, 1972.
23. Р. Смит. Полупроводники, ИЛ, М., 1962.
24. Г. М. Авакьянц, А. А. Джереджян, Г. С. Караян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 267 (1972).

ԿՐԿՆԱԿԻ ԻՆՃԵԿՏԻԱՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ, ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՎ ՀՈՍԱՆՔԻ
ՄԵՄԱՑՄԱՆ ՀԵՏԵՎԱՆՔՈՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ԽՈՒՌՈՉՆԵՐԻ ԿՑԱՆՔԻ
ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ցույց է տրված երկար ստրուկտուրաների վոլտ-ամպերային բնութագրի ուղիղ մասում երկու տիպի բացասական դիմադրության հատվածի ձևավորման հնարավորությունը կրկնակի ինժեկցիայի սեփմամբ:

DOUBLE INJECTION INTO SEMICONDUCTOR WITH HOLE AND ELECTRON LIFETIMES VARYING WITH CURRENT

G. M. AVAKYANTS, V. M. HARUTUNYAN

The possibility and the formation mechanism of two regions of S -type negative resistance on the direct branch of CV-characteristic for the long-structure working in double injection regime is shown.

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА В СВЕРХРЕШЕТКЕ В ПРИСУТСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А. О. АЗИЗЯН

В работе рассматривается взаимодействие электронов, находящихся в постоянном электрическом поле и в поле сверхрешетки, со звуком, распространяющимся вдоль направления сверхрешетки. Получено выражение для величины поглощенной энергии. Поглощение энергии при малых полях носит осцилляционный характер.

Рассмотрение периодических полупроводниковых структур, состоящих из чередующихся слоев различной проводимости, приводит, как известно [1], к разбиению энергетических зон полупроводника на ряд одномерных подзон. Специфика энергетического спектра таких систем позволяет наблюдать в них эффекты, представляющие значительный интерес. Так, например, в [2] исследовано поглощение света, где показано, что край полосы поглощения сдвигается в длинноволновую область.

Возникновение отрицательного дифференциального сопротивления, обусловленного брэгговским отражением, было предсказано в [3] при рассмотрении действия дополнительного периодического потенциала на зону проводимости и валентную зону. В [4] были детально рассмотрены электрические и электромагнитные свойства полупроводников со сверхрешеткой.

В настоящей работе рассматривается поглощение звука в полупроводниках со сверхрешеткой в присутствии электрического поля. Известно (см., например, [4]), что энергетический спектр и волновая функция электронов в периодическом потенциале в присутствии электрического поля есть

$$E_n^{\pm} = E_n - eaF, \quad \psi_n^{\pm} = \sum_m \varphi_m(n-m) \omega_m(x-am), \quad (1)$$

где

$$\varphi_m(n-m) = \int_{-\frac{\pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \frac{adk}{2\pi} \exp \left[ika(n-m) - i \int_{-\frac{\pi}{a}}^k dk' \frac{I_v(k')}{eF} \right], \quad (2)$$

E_n — средняя по k энергия в разрешенной v -зоне, n — номер ячейки, пробегающий значения от $-\frac{N}{2}$ до $\frac{N}{2}$, a — период сверхрешетки, $I_v(k)$ определяет закон дисперсии в зоне, F — электрическое поле, приложенное в направлении сверхрешетки, $\omega_m(x)$ — функция Ванье.

Из выражения (2) видно, что $|\varphi_m(n-m)|^2$ убывает с ростом $|n-m|$. Таким образом, движение электрона вдоль направления сверхрешетки оказывается финитным, а центр локализации совпадает с

n -ой ячейкой. При увеличении поля $|\varphi_v(n-m)|^2$ становится много меньше единицы при $m \neq n$, что означает локализацию электрона в n -ой ячейке. Следует отметить, что формулы (1) и (2) выведены в предположении $eaF \ll E_{v+1} - E_v$, т. е. при полях, при которых переходами между зонами можно пренебречь.

Пусть в системе с таким энергетическим спектром распространяется звуковая волна с волновым вектором $q = q_x$ в направлении сверхрешетки и приложения электрического поля. При $ql \gg 1$ (l — длина свободного пробега электрона) поглощение можно рассматривать на языке отдельных звуковых квантов. Закон сохранения энергии при этом дает

$$E_{v'} - E_v + eaF(n - n') = \hbar\omega. \quad (3)$$

Энергия, диссипируемая за единицу времени в единице объема, есть

$$Q = \frac{1}{V} \sum_{\alpha, \alpha'} \frac{\pi}{2\hbar} [f(\varepsilon_{\alpha'}) - f(\varepsilon_{\alpha})] \hbar\omega_{\alpha'\alpha} |U_{\alpha'\alpha}|^2 \delta(\hbar\omega_{\alpha'\alpha} - \hbar\omega), \quad (4)$$

где α обозначает p_y, p_z, n, v , $U = U_0 e^{iqx}$, $\hbar\omega_{\alpha'\alpha} = \hbar\omega$, $V = SL_x$.

В рассматриваемом случае имеем

$$\begin{aligned} U_{p'_y p'_z n' v'; p_y p_z n v} &= \delta_{p'_y p_y} \delta_{p'_z p_z} \sum \varphi_{v'}^* (n' - m') \varphi_v (n - m) \times \\ &\times \int \omega_{v'}(x - am') e^{iqx} \omega_v(x - am) dx = \\ &= \delta_{p'_y p_y} \delta_{p'_z p_z} \delta_{v'v} \sum_m \varphi_{v'}^* (n' - m) \varphi_v (n - m) e^{iqam}. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае сильной связи в формуле для $\varphi_v(n-m)$ нужно положить $I_v(k) = I_v \cos ka$. Тогда, используя разложение

$$\exp(\pm ix \sin \varphi) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(x) \exp(\pm is\varphi)$$

и формулу сложения для функций Бесселя, а также (3), $|U_{\alpha'\alpha}|^2$ можно привести к виду

$$|U_{p'_y p'_z n' v'; p_y p_z n v}|^2 = \delta_{p'_y p_y} \delta_{p'_z p_z} \delta_{v'v} J_{n-n'}^2 \left(\frac{I_v}{eaF} \right) U_0^2. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (4), беря $f(\varepsilon_{\alpha}) = e^{\frac{\mu - \varepsilon_{\alpha}}{T}}$ и предполагая для простоты $v = 1$, для Q будем иметь следующее выражение:

$$Q = \frac{m\omega T U_0^2}{4\hbar^2 L_x} \left(e^{\frac{\hbar\omega}{T}} - 1 \right) e^{\frac{\mu - E_1}{T}} \frac{1}{eaF} \int_{eaF}^{\hbar\omega} \left(\frac{I}{eaF} \right) \frac{\text{sh} [eaF(N+1)/2T]}{\text{sh} (eaF/2T)}. \quad (7)$$

Выражение для $e^{\frac{\mu}{T}}$ получается из формул для термодинамического потенциала и числа частиц

$$\Omega = -T \sum_{\alpha} e^{\frac{\mu - E_{\alpha}}{T}}, \quad N_{\alpha} = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} \right)_{T, V}, \quad n_0 = \frac{N_{\alpha}}{V}.$$

Для Ω имеем

$$\Omega = -T^2 \frac{Sm}{2\pi\hbar^2} e^{\frac{\mu - E_1}{T}} \frac{\text{sh}[eaF(N+1)/2T]}{\text{sh}(eaF/T)}$$

и окончательное выражение для Q есть

$$Q = \frac{\pi n_0 \omega U_0^2}{2} \left(e^{\frac{\hbar\omega}{T}} - 1 \right) \frac{1}{eaF} J_{\frac{\hbar\omega}{eaF}}^2 \left(\frac{I}{eaF} \right).$$

При $I \gg eaF$

$$J_{\frac{\hbar\omega}{eaF}} \left(\frac{I}{eaF} \right) \approx \left(\frac{2eaF}{\pi I} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \left(\frac{I}{eaF} - \frac{\pi\hbar\omega}{2eaF} - \frac{\pi}{4} \right)$$

и Q равно

$$Q = \frac{n_0 \omega U_0^2}{I} \left(e^{\frac{\hbar\omega}{T}} - 1 \right) \cos^2 \left(\frac{I}{eaF} - \frac{\pi\hbar\omega}{2eaF} - \frac{\pi}{4} \right), \quad (8)$$

т. е. при малых F поглощение звука носит осцилляционный характер.

В заключение выражаю благодарность В. С. Сардаряну за внимание к работе.

Поступила 20.VII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. И. Овсянников, Ю. А. Романов, В. И. Шабанов, Р. Г. Логинов. ФТП, 4, 2225 (1970).
2. Ю. А. Романов. ФТП, 5, 1434 (1971).
3. Л. В. Келдыш. ФТТ, 4, 2265 (1962).
4. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. ФТП, 6, 148 (1972).

ՉԱՅՆԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԳԵՐՑԱՆՑՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՏՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Հ. Հ. ԱԶԻԶՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվում է հաստատուն էլեկտրական և զերցանցի դաշտերում գտնվող էլեկտրոնների փոխազդեցությունը ձայնի հետ, որը տարածվում է զերցանցի ուղղության երկայնքով: Ստացված է արտահայտություն կլանման էներգիայի մեծության համարի էներգիայի կլանումը փոքր դաշտերի դեպքում կրող է օսցիլյացիոն բնույթ:

ABSORPTION OF SOUND IN SUPERLATTICE IN THE PRESENCE OF ELECTRIC FIELD

A. N. AZIZYAN

The interaction of electrons in the static electric field and in the field of superlattice with the sound wave propagating along the direction of superlattice is discussed in this work. The expression for the quantity of absorbed energy is obtained. The energy absorption in the weak field has an oscillating character.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР МОДЕЛЬНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Э. А. КАСАМАНЯН

В предположении δ -образного потенциала между слоями многослойной структуры получено точное решение задачи об энергетическом спектре. Периодическое поле решетки учитывается явно через функцию Грина электрона в указанном поле. В качестве примера рассмотрен энергетический спектр в «двойной» модели Кронига—Пенни. Здесь получены условия, определяющие высоколежащие в зоне проводимости мини-зоны. Рассмотрена также область запрещенной зоны, где может образоваться разрешенная мини-зона. Ширина последней оказывается довольно чувствительной к ее положению в запрещенной зоне. Приведены оценки эффективной массы по краям этой мини-зоны. При этом эффективная масса может быть как больше, так и меньше (на два или три порядка) массы свободного электрона. В случае произвольного периодического поля внутри отдельного слоя сверхрешетки в области, далекой от краев зон, результаты можно выразить через характерный параметр, слабо зависящий от энергии.

В в е д е н и е

В последние годы большое внимание привлекает к себе всестороннее исследование многослойных структур (см., напр., [1—7]). Возможность появления отрицательного участка дифференциальной проводимости в полупроводниковых периодических многослойных структурах делает эту область весьма перспективной с практической точки зрения. Вместе с тем эта область исследований представляет и общефизический интерес.

Основной вопрос, требующий детального изучения в первую очередь, — это исследование энергетического спектра системы. Исследование энергетического спектра модельных многослойных структур даст возможность получить основные закономерности формирования нового спектра, исследовать структуру спектра в целом. В некоторых многослойных структурах задачу можно ставить одномерно, что облегчает теоретическое рассмотрение, а полученные при этом результаты наряду с методической могут иметь и практическую ценность.

В недавно вышедшей работе [8] предложен метод последовательного и точного учета взаимодействий применительно к исследованию энергетического спектра нарушений в кристалле и в одномерном модельном случае получены некоторые точные результаты. Этот метод можно успешно применить в многослойных структурах, точно учитывая при этом периодическое поле исходного кристалла. Это позволяет не ограничиваться приближением эффективной массы и исследовать тем самым и высоколежащие мини-зоны. Кроме того, как показано в [8], в одномерной модельной «решетке» при наличии нарушения в запрещенной зоне может возникнуть дискретный уровень (мелкий или

глубокий), который удается вычислить. Если слои многослойной структуры разделены полупроницаемыми потенциальными барьерами, то вместо уровня образуется разрешенная мини-зона, находящаяся в запрещенной зоне. Такое изменение спектра может оказаться весьма важным в кинетических явлениях, однако здесь мы ограничимся лишь вопросами исследования энергетического спектра.

§ 1. Постановка задачи и выбор модели

Допустим, что мы имеем трехмерную решетку, периодическое поле которой не будем пока конкретизировать. Пусть на эту решетку в одном направлении накладывается дополнительное периодическое поле $V(x)$ с периодом d , кратным постоянной решетки a в этом направлении. Из-за отсутствия дополнительного поля в двух остальных направлениях, перпендикулярных к выбранному, компоненты двухмерного волнового вектора основной решетки есть точные квантовые числа и по этим компонентам функция Грина электрона в суммарном поле диагональна. Таким образом, наша задача сводится к одномерной в направлении дополнительного периодического поля.

Для нахождения спектра системы мы будем пользоваться уравнениями для функции Грина, а не уравнением для волновой функции. Нахождение явного вида функции Грина необходимо в ряде задач, если пользоваться методом последовательного учета взаимодействий [8].

Уравнение для функции Грина электрона в нашей системе запишем в виде [8]

$$G(x, x') + \int dx'' G_0(x, x'') V(x'') G(x'', x') = G_0(x, x'), \quad (1)$$

где $G_0(x, x')$ — функция Грина электрона в трехмерной периодической решетке. В связи со сказанным выше G_0 зависит лишь от одномерных координат x, x' , а по двум остальным направлениям берется представление двухмерного квазиволнового вектора (для простоты мы не указываем соответствующих индексов, по которым функция Грина G_0 диагональна).

Функция Грина электрона в идеальной решетке удовлетворяет известному соотношению

$$G_n(x + na, x' + na) = G_0(x, x'), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2)$$

где a — постоянная решетки в направлении x .

Удобно в уравнении (1) перейти к Фурье-образу лишь по второму аргументу x' . Используя также периодичность дополнительного потенциала $V(x)$ с периодом $d = ma$ (m — некоторое целое число), уравнение (1) можно привести к виду (интеграл берется по периоду d)

$$G(x, k') + \int dx'' \sum_n G_0(x, x'' + dn) e^{ik'dn} V(x'') G(x'', k') = G_0(x, k'). \quad (3)$$

Уравнение типа (3) для волновой функции электрона в идеальной решетке хорошо известно (см., напр., [9]). Однако в нашем случае функция G_0 точно учитывает периодическое поле решетки. При получении (3) использовано свойство полной функции Грина

$$G(x + dn, k') = e^{ik'dn} G(x, k'), \quad (4)$$

которое эквивалентно соответствующему свойству волновой функции электрона в периодическом поле.

Исходя из уравнения (3), можно развить приближенные методы расчета энергетического спектра многослойной структуры, задавая дополнительное поле $V(x)$ в какой-нибудь модели.

Здесь мы рассмотрим одну простую модель, когда радиус действия потенциала мал по сравнению со всеми параметрами задачи, имеющими размерность длины. Тогда справедливо приближение

$$V(x) = V'\delta(x), \quad 0 < x < d. \quad (5)$$

Фактически наша модель (5) сводится к модели Кронига-Пенни для дополнительного потенциала многослойной структуры. Подчеркнем, что потенциал решетки пока не конкретизирован.

В модели (5) легко найти решение уравнения (3)

$$G(x, k') = G_0(x, k') - \frac{V' \sum_n G_0(x, dn) e^{ik'dn} G_0(0, k')}{1 + V' \sum_n G_0(0, dn) e^{ik'dn}}. \quad (6)$$

Если для дополнительного поля выбрать модель, соответствующую модели двухатомной цепочки с δ -образными потенциалами, т. е.

$$V(x) = V_1'\delta(x) + V_2'\delta(x - c), \quad (7)$$

то решение уравнения (3) имеет вид

$$G(x, k') = G_0(x, k') - \frac{1}{D} \left[V_1' \sum_n G_0(x, dn) e^{ik'dn} N_1 + V_2' \sum_n G_0(x, c + dn) e^{ik'dn} N_2 \right], \quad (8)$$

где

$$D = \begin{vmatrix} 1 + V_1' \sum_n G_0(0, dn) e^{ik'dn} & V_2' \sum_n G_0(0, c + dn) e^{ik'dn} \\ V_1' \sum_n G_0(c, dn) e^{ik'dn} & 1 + V_2' \sum_n G_0(c, c + dn) e^{ik'dn} \end{vmatrix},$$

N_1 и N_2 получаются из детерминанта D заменой соответствующего столбца на столбец

$$\begin{Bmatrix} G_0(0, k') \\ G_0(c, k') \end{Bmatrix}.$$

Знание полной функции Грина дает возможность найти энергетический спектр системы. Кроме того, задачу о нарушениях в такой системе в модельном случае короткодействующего потенциала удастся точно описать знанием именно этой функции (см. [8]). Не пред-

ставляет труда найти также функцию Грина электрона в тонкой пленке в модели бесконечно глубокой потенциальной ямы. Для этого необходимо лишь в формуле (6) перейти к пределу $V' \rightarrow \infty$, а в формуле (8) — $V'_1 = V'_2 \rightarrow \infty$.

Удобной характеристикой энергетического спектра является плотность состояний. Для нее стандартным способом находим

$$\rho(E) = \rho_0(E) - \frac{1}{\pi} I_m \sum \frac{\partial D}{\partial E} = \rho_0(E) \delta_{V', 0} + \sum \frac{\partial D}{\partial E} \delta(D), \quad (9)$$

где сумма берется по всем квантовым числам, от которых зависит энергия E .

Исследование данного вопроса далее становится более наглядным при конкретизации периодического поля решетки и задании соответствующей функции Грина.

§ 2. Энергетический спектр „двойной“ модели Кронига-Пенни

Конкретизация периодического поля решетки в какой-нибудь модели позволяет провести вычисления в явном виде и тем самым придать результатам наглядный и законченный вид. С этой целью мы выберем периодическое поле решетки в виде простой одномерной модели Кронига-Пенни. Функция Грина в этой модели известна [8] (впрочем ее нетрудно также получить из формулы (6) заменой $V' \rightarrow V$, $d \rightarrow a$)

$$G_0(0, dn) = \frac{i \sin \alpha a}{2\alpha \sin \beta a} e^{i\beta d |n|}, \quad (10)$$

где

$$\alpha = \sqrt{E} \quad (\hbar = 2m_0 = 1), \quad P = \frac{aV}{2},$$

$$\cos \beta a = \cos \alpha a + P \frac{\sin \alpha a}{\alpha a}.$$

Формула (10) относится к случаю, когда энергия E лежит в пределах разрешенных зон; в противном случае функция Грина получается с помощью аналитического продолжения: $\beta = i\gamma$, $\gamma > 0$.

Уравнение для определения энергетического спектра в модели (5) принимает вид $\left(d = ma, P' = \frac{aV'}{2} \right)$

$$\cos kam = \cos \beta am + P' \frac{\sin \alpha a}{\alpha a} \frac{\sin \beta am}{\sin \beta a} \quad (11)$$

или

$$\cos kam = \operatorname{ch} \gamma am + P' \frac{\sin \alpha a}{\alpha a} \frac{\operatorname{sh} \gamma am}{\operatorname{sh} \gamma a}. \quad (11a)$$

Полученные уравнения дают полное представление о структуре

спектра в целом. В частности, легко видеть, что каждая разрешенная зона (уравнение (11)) расщепляется на m разрешенных и соответственно запрещенных мини-зон, причем один край разрешенной мини-зоны определяется условием

$$\beta = \frac{\pi}{m\alpha} n, \quad n = 1, 2, \dots, m. \quad (12)$$

Выражение (12) представляет собой условие квантования проекции квазиволнового вектора в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, если для последней выбрать модель бесконечно глубокой ямы.

Далее, на нижнем крае разрешенной зоны возникает запрещенная мини-зона, а вблизи верхнего края — разрешенная мини-зона. Вблизи краев зон мы просто имеем модель Кронига-Пенни с эффективной массой электрона, так что вблизи них нет необходимости задавать периодическое поле решетки в виде модели.

Для исследования энергетического спектра глубоко в разрешенной зоне заметим следующее. Выражение

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{P' \sin \alpha a}{\alpha a \sin \beta a} \quad (13)$$

в пределах достаточно малой области изменения энергии (точнее, в пределах одной мини-зоны) далеко от краев зон есть медленно меняющаяся функция по сравнению с $\sin \beta a m$, если $m \gg 1$. Поэтому выражение (13) можно рассматривать как константу, например, в точке

$$\beta_0 a = \frac{\pi}{m} n_0,$$

где n_0 — некоторое число, нумерующее соответствующую мини-зону. Тогда можно явно определить зависимость β от k

$$\cos(\beta d - \varphi_0) = \cos \varphi_0 \cos kd. \quad (14)$$

При выполнении равенства (14) мы фактически знаем закон дисперсии в соответствующей мини-зоне. Границы мини-зоны определяются условием

$$|\cos \beta d + \operatorname{tg} \varphi_0 \sin \beta d| = 1, \quad (15)$$

что позволяет определить соответствующие ширины запрещенных мини-зон, примыкающих к выбранной разрешенной мини-зоне.

Запрещенная зона является наиболее трудным для теоретического рассмотрения участком спектра, где нарушения в кристалле могут создать глубокие уровни. В выбранной нами модели не представляет труда исследовать возможную разрешенную мини-зону в запрещенной зоне.

Как известно [8], при наличии одного нарушения в одном узле в модели Кронига-Пенни возможные уровни в запрещенной зоне определяются уравнением

$$\frac{P'}{\alpha a \operatorname{sh} \gamma a} + 1 = 0. \quad (16)$$

Периодическое расположение таких нарушений с периодом d дает нам модель многослойной структуры, энергетический спектр которой в запрещенной зоне определяется уравнением (11а). Сравнивая уравнения (11а) и (16), мы видим, что разрешенная мини-зона образуется вблизи уровня нарушения. Предположим, что уравнение (16) допускает решение, соответствующее не слишком мелкому уровню, так что выполняются неравенства

$$\gamma a \ll 1, \quad \gamma a m \geq 1. \quad (17)$$

При выполнении этих неравенств область локализации электрона при наличии нарушения в решетке значительно превышает постоянную решетки a , но меньше, чем постоянная сверхрешетки d . Тогда в запрещенной зоне возникает разрешенная мини-зона с заметной шириной. Хотя полученная ниже формула справедлива в случае глубокого уровня нарушения ($\gamma a \sim 1$), возникающая мини-зона практически будет иметь нулевую ширину.

В случае (17) удобно провести разложение по энергии вблизи уровня нарушения

$$a = a_0 + \delta a, \quad |\delta a| \ll a_0,$$

где a_0 удовлетворяет уравнению (16).

Тогда для закона дисперсии получаем выражение

$$\overline{E} \simeq E_0 [1 + 4\xi_0 e^{-\gamma_0 d} (\cos kd - e^{-\gamma_0 d})]. \quad (18)$$

Здесь E_0 — положение дискретного уровня нарушения, $\gamma_0 = \gamma(a_0)$,

$$\xi_0^{-1} = \left| 1 - \frac{P^2}{P'^2} \left(1 + \frac{(a_0 a)^2}{P} \cdot \frac{2 + \sin 2 a_0 a}{1 - \cos 2 a_0 a} \right) \right| \sim 1.$$

Как видим, для закона дисперсии получается выражение, где фактически учитывается взаимодействие ближайших соседей в приближении сильной связи. Подчеркнем, однако, что последнее приближение справедливо для дополнительного периодического поля многослойной структуры и ни в коем случае не относится к потенциалу решетки. Далее, в формуле (18) последний член хотя и мал, но мы его оставляем, чтобы подчеркнуть несимметричность образовавшейся мини-зоны относительно уровня нарушения E_0 .

Интересно сравнить эффективную массу m_0^* с массой свободного электрона m_0 вблизи краев мини-зоны

$$|m_0^*| \simeq m_0 \frac{e^{\gamma_0 a m}}{2 m^2 (a_0 a)^2}, \quad a_0 a \geq \pi.$$

Если уровень нарушения глубокий ($\gamma_0 a \sim 1$), то эффективная масса может стать больше массы свободного электрона. В случае неравенств (17) m_0 может на несколько порядков (два или три) превышать m_0^* .

§ 3. Выводы

Модель многослойной структуры, рассмотренная в предыдущих параграфах, дает также возможность получить некоторые сведения общего характера, не связанные с самой моделью. К их числу относится применимость приближения сильной связи для дополнительного потенциала в случае не слишком мелкого уровня нарушения. Если для дополнительного потенциала выбрать достаточно реалистическую форму, то указанное приближение по-прежнему будет справедливо. Трудности возникают при учете реального периодического поля кристалла при определении уровня нарушения и волновой функции локального состояния.

В качестве конкретной реализации рассмотренной модели можно выбрать тонкие пленки (толщиной $\sim 100 \text{ \AA}$) одного и того же кристалла, помещая между слоями диэлектрические тонкие прослойки (порядка нескольких атомов). Тогда потенциал между слоями можно аппроксимировать δ -функцией.

В общем случае произвольного периодического поля решетки одномерная функция Грина удовлетворяет условию

$$G_0(0, dn) = G_0(0, 0) e^{i\beta d |n|}.$$

Поэтому энергетический спектр нашей модельной периодической структуры определяется уравнением

$$\cos k'd = \cos \beta d - iV' G_0(0, 0) \sin \beta d,$$

где β — квазиволновое число исходного кристалла, периодическое поле которого учитывается функцией $G_0(0, 0)$.

В частности, если периодическое поле задавать в виде одномерной двухатомной цепочки с δ -образными потенциалами, то соответствующую функцию Грина легко найти из формулы (8)

$$G_0(0, dn) = \frac{i}{V_1} \frac{\cos \beta a - \cos \beta_2 a}{\sin \beta a} e^{i\beta d |n|},$$

$$\cos \beta a = \cos \alpha a + \frac{P_1 + P_2}{aa} \sin \alpha a + 2 \frac{P_1 + P_2}{(aa)^2} \sin \alpha a \sin \alpha (a - b),$$

$$\cos \beta_2 a = \cos \alpha a + \frac{P_2}{aa} \sin \alpha a,$$

где P_1 и P_2 — параметры потенциалов двухатомной цепочки, b — минимальное расстояние между разными атомами.

Из рассмотренного частного примера мы видим, что функция $G_0(0, 0)$ в общем случае имеет довольно сложный вид. Тем не менее в пределах малой области изменения энергии, как и в § 2, неизвестная функция Грина идеальной решетки вдали от краев зон есть медленно меняющаяся функция энергии. Это позволяет записать закон дисперсии в разрешенных мини-зонах по-прежнему в виде (14) с характерным параметром φ , зависящим от исходного кристалла и номе-

ра рассматриваемой мини-зоны. Один из краев мини-зон в общем случае по-прежнему дается условием (12) независимо от конкретного вида потенциала решетки. Ширина соответствующей мини-зоны определяется параметром φ , который связан с функцией Грина $G_0(0, 0)$ соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi = -iV'G_0(0, 0).$$

Независимо от функции $G_0(0, 0)$ вычисление одномерной плотности состояний по формуле (9) можно провести до конца; тем самым плотность состояний выражается явно через $G_0(0, 0)$. Во избежание недоразумений следует отметить, что функция $G_0(0, 0)$ не выражается непосредственно через плотность состояний идеальной решетки, но корреляции между ними все же есть. Это следует из формулы для плотности состояний

$$\rho_0(E) = \frac{1}{\pi a} \int_0^a dx I_m G_0(x, x).$$

В случае функции Грина свободной частицы между упомянутыми величинами имеется простая зависимость, поскольку $G_0(x, x) = G_0(0, 0)$.

Таким образом, рассмотренная модель многослойной периодической структуры характеризуется возможностью достаточно полного исследования энергетического спектра. Поскольку в многослойных структурах мы имеем дело с мини-зонами, то статистический разброс толщин слоев и потенциалов между ними может заметно влиять на исследованную зонную структуру. Исследование этих вопросов, видимо, заслуживает отдельного рассмотрения и выходит за рамки этой работы.

В заключение автор выражает благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Esaki, P. Tsu. IBM J. Res. Dev., 8, 27 (1970).
2. М. И. Овсянников, Ю. А. Романов, В. И. Шабанов, Р. Г. Логинова. ФТП, 4, 2225 (1970).
3. Ж. И. Алферов, Ю. В. Жилев, Ю. В. Шмарцев. ФТП, 5, 196 (1971).
4. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сулис. ФТП, 5, 797 (1971); ФТП, 6, 148 (1972).
5. Р. Ф. Казаринов, Ю. В. Шмарцев. ФТП, 5, 800 (1971).
6. Ю. А. Романов. ФТП, 5, 1434 (1971).
7. А. Я. Шик. ФТП, 6, 1268 (1972).
8. З. А. Касаманян. ЖЭТФ, 61, 1215 (1971).
9. Дж. Займан. Принципы теории твердого тела, Изд. Мир, М., 1966.

ՄՈՒԵԼԱՑԻՆ ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ
ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐԸ

Ձ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ

Ենթադրելով, որ բաղձաշերտ պարբերական կառուցվածքի շերտերի միջև պոտենցիալները δ - նման են, ստացված է էներգետիկ սպեկտրի խնդրի ճշգրիտ լուծումը: Հաշվի է առնված նաև բյուրեղի պարբերական պոտենցիալը այդ դաշտում էլեկտրոնի Գրինի ֆունկցիայի միջոցով: Որպես օրինակ քննարկված է Կրոնիգ-Պենիի «կրկնակի» մոդելի էներգետիկ սպեկտրը: Ստացված են հաղորդական գոտում միևնույնի դիրքերի որոշման պայմանները: Ուսումնասիրված է նաև արգելված գոտու տիրույթը, որտեղ կարող է առաջանալ թուլատրելի միևնույնի փոքրիկ լայնությունը բավական զգալուն է արգելված գոտում նրա զրաված դիրքից: Բերված են էֆեկտիվ զանգվածի գնահատումները այդ միևնույնի գոտու եզրերում: Պարզվում է, որ էֆեկտիվ զանգվածը կարող է լինել ինչպես մեծ, այնպես էլ փոքր (երկու կամ երեք կարգով) ազատ էլեկտրոնի զանգվածից:

THE ENERGY SPECTRUM OF MODEL MULTILAYER
PERIODIC STRUCTURES

Z. H. KASAMANYAN

Assuming a δ -type potential between the layers of the multilayer structure the exact solution of the energy spectrum problem is obtained. A periodic potential of the lattice is taken into account through the Green function of the electron in that field. The conditions determining high mini-zones in the conduction band are obtained. A region of the formation of allowed mini-zone in the forbidden band is also considered, the width of the mini-zone being sensitive to its position in the forbidden band. The evaluation of the effective mass of electron at edges of that mini-zone gives it may be both larger or smaller (by two or three orders) than the mass of the free electron. In the case of an arbitrary periodic field in layers of the superlattice in the region far from the edges of the band the results may be expressed by a characteristic parameter slowly changing with energy.

О ПРИМЕНЕНИИ ГЕРМАНИЕВЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИОДОВ В ГЕНЕРАТОРАХ ШУМА СВЧ

В. А. АРУТЮНОВ, Р. Г. СИМОНЯН

Экспериментально исследована возможность применения серийно выпускаемых германиевых параметрических диодов серии ГА401 в качестве источников шума дециметрового диапазона. Установлено, что с увеличением постоянной составляющей лавинного тока такие диоды удовлетворяют требованию взаимозаменяемости, не уступая стандартным газоразрядным источникам шума. Предлагается качественное объяснение полученных результатов и указывается на возможность практического применения исследованных диодов.

Одним из современных источников СВЧ шума, обладающим рядом достоинств перед другими, являются полупроводниковые диоды, работающие в режиме лавинного пробоя. СВЧ шумы лавинных диодов в основном являются следствием как умножения флуктуаций тока первичных носителей на коэффициент умножения M , так и флуктуаций самой величины M в лавинообразном процессе ударной ионизации [1].

Однако широкое применение лавинных диодов в генераторах шума осложнено из-за неудовлетворительной взаимозаменяемости лавинных диодов—источников шума [2, 3]. Рассмотрим возможность уменьшения разброса величины спектральной плотности мощности шума (СПМШ) выбором режима пробоя, полагая, что разброс СПМШ возникает из-за различия средней величины коэффициента умножения — \bar{M} . Разброс \bar{M} , на наш взгляд, можно объяснить исходя из микроплазменной природы лавинного пробоя, который состоит в том, что если p - n -переход обладает достаточно большой площадью, то лавинный пробой возникает не по всей площади перехода, а лишь в отдельных микрообластях—микроплазмах вследствие локализации поля на неоднородностях различного происхождения. В таком случае из-за различных локализирующих способностей неоднородностей в диодах может установиться один и тот же ток при разном числе микроплазм и различных величинах перенапряжений на них. Последнее будет приводить к разным значениям \bar{M} для однотипных диодов и, следовательно, к разным СПМШ. Известно, что с ростом тока число микроплазм растет, переходя в однородную макроплазму, причем в германиевых переходах отдельные микроплазмы возникают при относительно низких (азотных) температурах, что объясняется малой шириной запрещенной зоны германия [4, 5]. Исходя из этого можно полагать, что разброс СПМШ у таких диодов при температурах, близких к 300°K, будет уменьшаться с ростом тока пробоя вследствие образования макроплазмы и выравнивания у однотипных диодов значения \bar{M} , которое не будет уже определяться локализирующими способностями отдельных неоднородностей перехода.

Экспериментальная проверка изложенного выше была проведена на германиевых диффузионных параметрических диодах типа ГА401 с напря-

жением пробоя $U_{пр}$ в 25 в. Измерения производились в диапазоне частот (700 - 1000) МГц радиометром с полосой пропускания $\Delta f = 5$ МГц. Для измерений был изготовлен коаксиальный генератор шума, КСВ выхода которого в наихудшем режиме не превышал 1,3. Величина СПМШ определялась путем усреднения результатов 10 последовательных измерений (относительное отклонение от среднего значения для каждого измерения не превышало 3%).

Исследование зависимости разброса СПМШ от тока диодов было проведено для партии из 83 диодов, в которую входили диоды ГА401, ГА401А, ГА401Б и ГА401В. Приведенная на рис. 1 гистограмма показы-

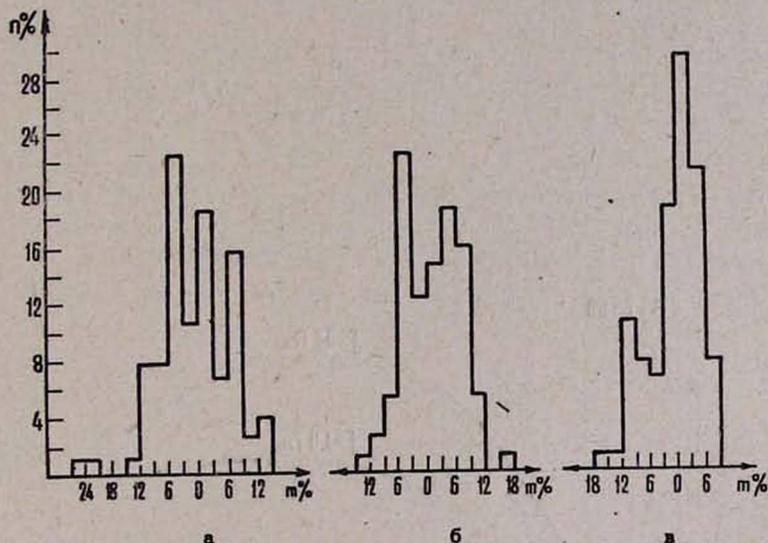


Рис. 1. Гистограммы разброса СПМШ для диодов ГА401 разных серий при трех значениях: а) 0,25 ма, б) 1 ма, в) 4 ма (n — количество диодов, m — отклонение СПМШ от среднего значения).

вает, что разброс СПМШ с увеличением постоянной составляющей тока диода I_0 уменьшается, однако даже при больших токах составляет значительную величину. Такой довольно большой разброс при больших токах обусловлен тем, что в эксперименте были применены диоды разных серий, имеющие различные средние значения СПМШ. Определенной связи величины СПМШ с емкостью диодов не наблюдалось, что совпадает с результатами работы [3], полученными для германиевых диффузионных лавинно-пролетных диодов, использовавшихся в качестве источников шума дециметрового диапазона. Наибольшее уменьшение разброса наблюдалось у диодов серии ГА401А. Соответствующая гистограмма для 26 диодов приведена на рис. 2. Зависимость СПМШ от величины постоянной составляющей тока I_0 (рис. 3) аналогична приводимым в литературе, однако у некоторых диодов вплоть до тока $I_0 = 1$ ма ход ее значительно отличался от линейного.

Была проверена также долговечность пробоя и стабильность СПМШ во времени. Проверка проводилась при пяти значениях I_0 от 0,1 до 3 ма в течение 3600 часов, при этом тепловых пробоев диодов не наблюдалось.

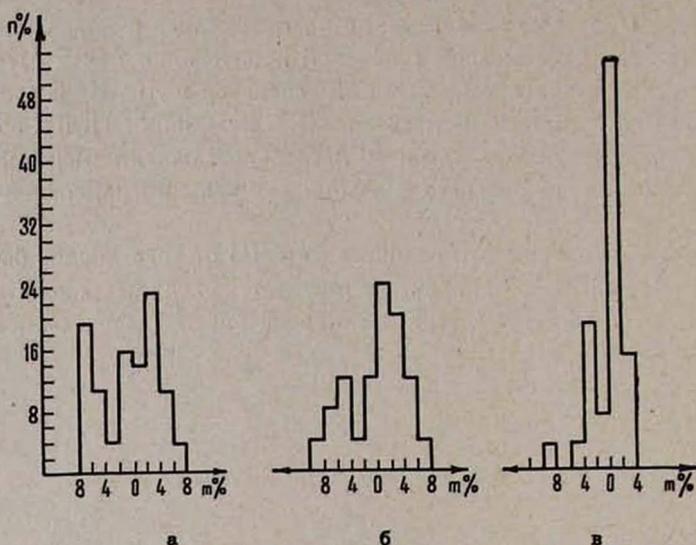


Рис. 2. Гистограммы разброса СПМШ для диодов ГА401А при трех значениях I_0 : а) 0,25 ма, б) 1 ма, в) 4 ма (n — количество диодов, m — отклонение СПМШ от среднего значения).

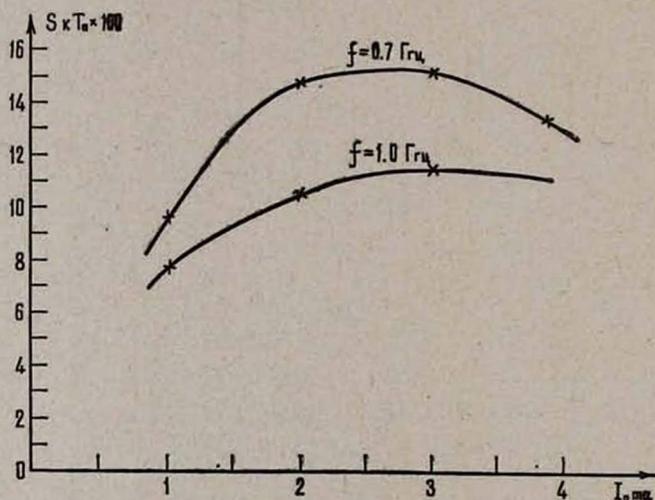


Рис. 3. Зависимость СПМШ от I_0 для разных частот.

После испытания изменения СПМШ диодов лежали в пределах $\pm 0,2$ дБ, причем закономерных изменений в зависимости от величины I_0 отмечено не было.

Обобщая вышеизложенное, можно заключить следующее.

1. С ростом I_0 разброс СПМШ уменьшается и для любого типа диодов ГА401 при $I_0 = 4$ ма составляет величину около 20%.
2. Наибольшее уменьшение разброса наблюдается у диодов типа ГА401А, у которых при $I_0 = 4$ ма он равен 14%.
3. Стабильность во времени лавинного пробоя и его шумов у диодов ГА401 позволяет рассматривать их как высоконадежные источники шума.

Основываясь на полученных результатах, можно думать, что германиевые параметрические диоды, серийно выпускаемые промышленностью, при определенных токах пробоя могут эффективно применяться в исследованном диапазоне частот взамен газоразрядных источников шума типа ГШ-2, гарантированный паспортный разброс которых составляет 18,5%.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 30.VII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Мадху-Судан Гупта*. ТИИЭР, 59, 43 (1971).
2. *Н. М. Тетерич*. Генераторы шума и измерение шумовых характеристик, Энергия, М., 1968.
3. *Л. И. Барейша, А. И. Мельников, Т. С. Спиречева, А. С. Тагер, Г. М. Федорова, Ф. М. Шапиро*. Радиотехника и электроника, 14, 104 (1969).
4. *В. П. Шаповалов, В. М. Палей*. ФТП, 5, 667 (1971).
5. *В. А. Аладинский, Г. И. Курнышева, А. С. Суцук, А. М. Тимербулатов*. ЭТ, серия 2, вып. 7 (57), 44 (1970).

ԳԵՐՄԱՆԻՍ ԶԱՃԱԽԱՅԻՆ ԱՂՄՈՒԿԻ ԱՂՔՅՈՒՐ ԵԱՌԱՅՈՂ ԳԵՐՄԱՆԻՍԻՄԻՑ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԴԻՈԴՆԵՐԻ ԿԻՐԱՌՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՈՎ, Ռ. Հ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Փորձականորեն ուսումնասիրվել է սերիական թողարկվող ԴԱ401 տիպի պարամետրիկ դիոդների կիրառման հնարավորությունները դեցիմետրանոց ալիքների տիրույթում: Պարզված է, որ հեղեղային հոսանքի հաստատուն բազադրելի աճին զուգընթաց փոքրանում է աղմուկների հզորության սպեկտրալ խտության ցրվածությունը և դիոդները բավարարում են փոխարինելիության պայմանին, չդիճելով գազապարպիչային աղմուկի աղբյուրներին: Տրվում է ստացված արդյունքների որակական բացատրությունը և նշվում հետազոտված դիոդների օգտագործման հնարավորությունը:

ON THE USE OF GERMANIUM PARAMETRIC DIODES AS MICROWAVE NOISE SOURCES

V. A. ARUTUNOV, R. H. SIMONYAN

The possibility of the utilization of commercial ԴԱ401 type parametric germanium diodes as a noise source in L-band is shown experimentally. It is shown that at the increase of avalanche current such diodes satisfy the requirement of interchangeability, not attained in the case of standart discharge noise sources. The qualitative explanation of results is proposed.

ВЫРАЩИВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЙОДАТА ЛИТИЯ

Р. О. ШАРХАТУНЯН, А. Г. НАЛБАНДЯН, А. Л. ПОГОСЯН,
С. Х. ТОРГОМЯН, Ю. Г. АГБАЛЯН, Э. С. РАМАЗЯН

В работе описана методика выращивания монокристаллов йодата лития и указаны оптимальные условия роста. Приведены схемы для регулирования, стабилизации и измерения температуры, а также результаты спектрального анализа шихты и спектр пропускания выращенных кристаллов.

В 1969 году Нат и Хаузюл [1, 2] показали возможность высокоэффективной генерации второй гармоники неодимового и рубинового излучений в кристалле $LiIO_3$ под углом фазового синхронизма 30° к оси C и исследовали зависимость интенсивности второй гармоники от этого угла. Авторы сравнили нелинейные коэффициенты $LiIO_3$ с другими нелинейными кристаллами и, в частности, для KDP получили

$$t_{31}(LiIO_3) = (31 \pm 3) t_{36}(KDP).$$

В работе [3] Нэш и Бергман показали, что кристалл $LiIO_3$ устойчив и сохраняет прозрачность до $256^\circ C$. В отличие от кристаллов $LiNbO_3$ в йодате лития эффект возникновения индуцированной неоднородности отсутствует, что сильно сказывается на увеличении КПД преобразования. В работе [4] для непрерывного ОКГ ($\lambda = 1,06 \text{ мк}$) с модулированной добротностью на уровне мощности $\sim 10^7 \text{ вт/см}^2$ получен КПД преобразования во вторую гармонику до 100%. Эти исследования поставили йодат лития в ряд наиболее перспективных нелинейных кристаллов и резко увеличили практический интерес к нему.

С 1970 года в проблемной лаборатории радиационной физики Ереванского государственного университета ведутся работы по выращиванию и исследованию кристаллов йодата лития. Создана аппаратура, разработаны лабораторная технология очистки синтезируемой соли, приготовления раствора и методика выращивания и определены оптимальные условия роста.

Кристаллы выращиваются из раствора методом испарения растворителя при постоянной температуре. Фотография установки для выращивания дана на рис. 1. Объем кристаллизатора составляет 5 л. Раствор перемешивается двумя мешалками: верхней—механической и нижней—магнитной. Мешалки вращаются в противоположных направлениях со скоростями до 60 об/мин. На рис. 2 приведена принципиальная схема управления и стабилизации температуры. Отклонение температуры от заданной рабочей точки составляет $\Delta t = +0,06^\circ C$. Схема ячейки для измерения и записи температуры дана на рис. 3.

Кристаллы йодата лития хорошего оптического качества выращиваются при температуре в интервале $40 \div 50^\circ C$ в кислотной среде с $pH = 1,8 \div 2,0$ со скоростью не более 0,5 мм/сут. Соль $LiIO_3$ синтезируется из йодно-

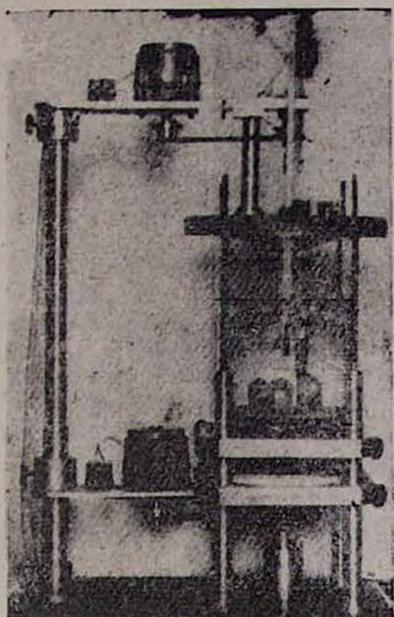


Рис. 1.

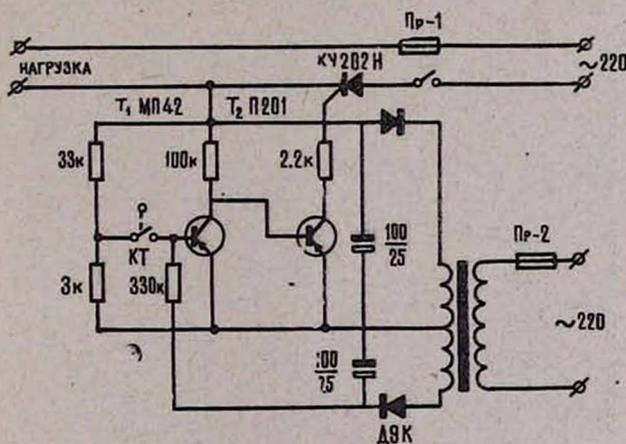


Рис. 2.

ватой кислоты HIO_3 и гидроокиси лития $LiOH$. После перекристаллизации для очистки от ионов трехвалентного железа Fe^{+3} соль подвергается гидролитической очистке. Из очищенной соли готовится насыщенный раствор, который при непрерывном перемешивании при температуре, близкой к температуре роста, выдерживается в течение нескольких суток. Обработанный раствор загружается в кристаллизатор при комнатной температуре. Повышение температуры до рабочей производится со скоростью $0,5$ град/час. Кристаллы выращиваются на затравках в виде пластин толщиной $1 \div 2$ мм, вырезанных перпендикулярно к оси C . Затравки при-

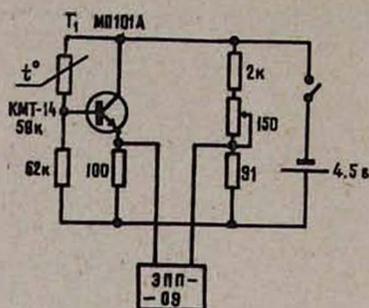


Рис. 3.

клеиваются к ложному дну в кристаллизаторе. В одном кристаллизаторе одновременно можно выращивать несколько кристаллов. Их количество зависит от сечения затравок. Описанная методика позволяет с высокой степенью воспроизводимости выращивать кристаллы $LiIO_3$ хорошего оптического качества. На рис. 4 приведена фотография кристаллов, выращенных одновременно в одном кристаллизаторе.

Степень очистки соли $LiIO_3$ от примесей определялась с помощью спектрального анализа на спектрографе ИСП-30. В таблице приведены данные спектрального анализа для соли, из которой выращены кристаллы, показанные на рис. 4. Из-за малой скорости и относительно низкой темпе-

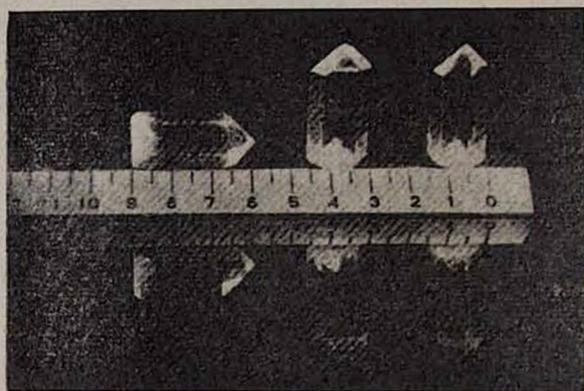


Рис. 4.

ратуры роста при хорошей термостабилизации кристаллы $LiIO_3$ растут, практически, без внутренних напряжений. Для предотвращения растрескивания в дальнейшем до извлечения кристаллов из раствора температура понижается со скоростью не более 0,5 град/час. В растворе при комнатной температуре кристаллы выдерживаются несколько часов, только после этого извлекаются, тщательно протираются и в завернутом состоянии выдерживаются в течение 2—3 суток. Конометрические исследования пластин, вырезанных из обработанных таким образом кристаллов, показывают полное отсутствие внутренних напряжений. Для проверки оптической прозрач-

Таблица

Элемент	Содержание в %
Al	0,003
Si	0,03
Mg	0,001
Fe	0,001
Cu	0,01
V	0,001

ности выращенных кристаллов на образце в виде плоскопараллельной пластинки толщиной 1 мм исследован спектр пропускания в области длин волн от 0,2 до 50,0 мкм. Результаты представлены на рис. 5. Измерения

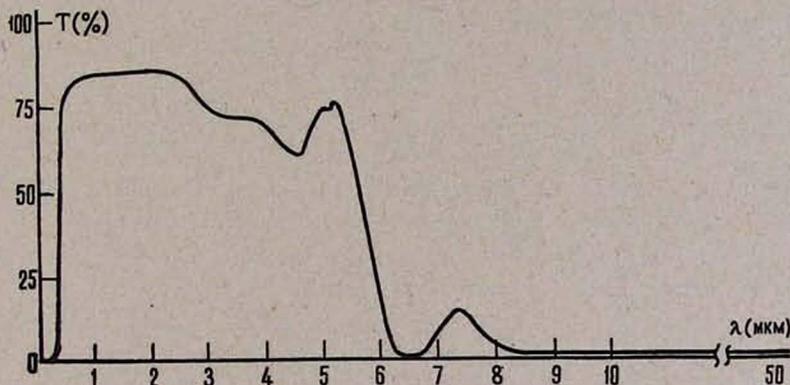


Рис. 5.

проведены на спектрофотометрах Шимадзу ($\lambda=0,2 + 2,5$ мкм) и Хитачи ($\lambda=2,5 + 50,0$ мкм).

Ереванский государственный
университет

Поступила 15.VII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Nath, S. Hausuhl. Appl. Phys. Lett., 14, 154 (1969).
2. G. Nath, S. Hausuhl. Phys. Lett., 29A, 91 (1969).
3. F. R. Nash, L. G. Bergman, G. D. Boyd, E. H. Turner. Journ. Appl. Phys., 40, 5201 (1969).
4. U. Deserno, G. Nath. Phys. Lett., 30A, 483 (1969).

ԼԻԹԻՈՒՄ ՅՈՒԱՏԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԱՃԵՑՈՒՄԸ

Ռ. Հ. ՇԱՐԽԱԹՈՒՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՆԱԼԲԱՆԴՅԱՆ, Ա. Լ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ,
Ս. Խ. ԲՈՐԳՈՄՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ԱՂԲԱՋԱՆ, Է. Ս. ՌԱՄԱԶՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված է լիթիում յոդատի միաբյուրեղների աճեցման մեթոդիկան և նշված են աճեցման օպտիմալ պայմանները: Բերված են ջերմաստիճանի ղեկավարման, կալուսանցման և լաբման սխեմաները, ինչպես նաև բովանդակային սպեկտրալ անալիզի արդյունքները և աճեցված բյուրեղների բացթողման սպեկտրը:

GROWTH OF LITHIUM IODATE MONOCRYSTALS

R. O. SHARKHATUNYAN, A. G. NALBANDYAN, A. L. POGOSSYAN,
S. Kh. TORGOMYAN, Yu. G. AGHBALYAN, E. S. RAMAZYAN

In this paper the method of the growth of lithium iodate is reported and the optimum conditions of growth are given. The temperature control, stabilization and measurement diagrams as well as the data on the spectral analysis of powder and the transmission spectrum of grown crystals are given.

СПЕКТРЫ ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ИОНОВ Cr^{3+} В МОНОКРИСТАЛЛАХ ЛЮТЕЦИЕВО-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА

Э. А. МАРКОСЯН, О. С. ТОРОСЯН, Э. Г. ШАРОЯН

В работе измерены параметры спектров ЭПР ионов хрома в лютециево-алюминиевом гранате. Спектры отнесены ионам Cr^{3+} , изоморфно замещающим ионы Al^{3+} в октаэдрических положениях. В тетраэдрической координации ионов хрома обнаружено не было. Приведены графики зависимостей энергетических уровней Cr^{3+} в $Lu_3Al_5O_{12}$ от напряженности приложенного магнитного поля при различных ориентациях поля относительно кристаллографической оси [111]. Приведен график измеренных и расчетных значений резонансных магнитных полей парамагнитных спектров в зависимости от ориентации кристалла для частоты 9,25 Гц.

Измерение параметров спин-гамильтониана в ряде изоморфных парамагнитных кристаллах при малых изменениях структуры представляет больший интерес для сравнения с теоретическими значениями, чем сравнение их значений в сильно отличных структурах. Парамагнитный резонанс ионов Cr^{3+} в иттриево-алюминиевом и иттриево-галлиевом гранатах исследован в работах [1—3]. В настоящей работе исследованы спектры ЭПР ионов Cr^{3+} в лютециево-алюминиевом гранате $Lu_3Al_5O_{12}$ ($LuAlG$). Определение энергетических уровней Cr^{3+} в $LuAlG$ представляется нужным также в связи с возможностью мазерного эффекта в этих кристаллах.

Монокристаллы $LuAlG$ с примесью Cr^{3+} были выращены методом направленной кристаллизации в атмосфере азота со скоростью 1 мм/час. Концентрация ионов Cr^{3+} составляла 0,03 и 0,3 вес. % для двух различных исследованных образцов. Кристаллы окрашены в светло-зеленый цвет. Кристаллическая структура гранатов описана в [4, 5]. Монокристаллы $LuAlG$ относятся к пространственной группе $Ia\bar{3}d = O_h^{10}$ с кубической кристаллической решеткой; постоянная решетки при комнатной температуре $a = 11,906 \text{ \AA}$. Ионы Cr^{3+} , внесенные в $LuAlG$ в качестве примеси, могут замещать ионы Al^{3+} , которые в гранатах занимают два структурно-неэквивалентных положения. В одном ион Al^{3+} окружен октаэдром ионов кислорода O^{2-} — положения 16 (a), в другом — тетраэдром тех же ионов — 24 (d).

На каждой пространственной диагонали элементарной ячейки кубической решетки $LuAlG$ расположены по два иона Al^{3+} в октаэдрической координации; октаэдры искажены вдоль общей оси [111] и повернуты вокруг нее на равные углы $\pm\alpha$ в противоположных направлениях. На осях [001] $LuAlG$ попарно расположены ионы Al^{3+} в тетраэдрическом окружении, которые искажены вдоль общей оси [001] и также повернуты вокруг нее на равные углы $\pm\beta$ в противоположных направлениях. Таким образом, в элементарной ячейке $LuAlG$ имеется 8 неэквивалентных положений ионов Al^{3+} в октаэдрической координации. В случае, когда эффективный спин

парамагнитного иона $S < 2$, окружение центров имеет аксиальную симметрию и потому два центра, находящиеся на общей оси z , магнитно эквивалентны. Для ионов Cr^{3+} $S = 3/2$ и, следовательно, в элементарной ячейке граната имеется 4 магнитно неэквивалентных октаэдрических положения и 3—тетраэдрических.

Спектры ЭПР были измерены на радиоспектрометре ЭПР-2 ИХФ на частоте $9,25 \text{ Гц}$ при температурах 300 и 77°К . Анализ угловой зависимости спектров показал, что ионы Cr^{3+} находятся в октаэдрическом положении; в тетраэдрической координации ионов хрома обнаружено не было.

Спектры ЭПР ионов Cr^{3+} в $LuAlG$ могут быть описаны аксиально-симметричным спин-гамильтонианом

$$H = \beta [g_{\parallel} H_z S_z + g_{\perp} (H_x S_x + H_y S_y)] + D \left[S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right], \quad (1)$$

где $S = 3/2$, $2D = (15,22 \pm 0,01) \text{ Гц}$, $g_{\parallel} = 1,979 \pm 0,002$, $g_{\perp} = 1,978 \pm 0,002$ ($T = 300^\circ\text{К}$). Значения g -факторов, измеренных при 77°К , совпадают с приведенными значениями, а $2D = (15,36 \pm 0,01) \text{ Гц}$ при этой температуре.

Впервые уровни энергии гамильтониана (1) (для случая рубина, где $D < 0$) были рассчитаны в работе [6] и приведены графики зависимостей энергетических уровней от внешнего магнитного поля для углов θ от 0° до 90° через каждые 10° (θ —угол между H и осью z). Так как эти графики даны в безразмерных единицах, то не составляет особого труда пересчитать из них энергетические уровни любой другой парамагнитной системы, описываемой аналогичным гамильтонианом, но с другими D , g_{\parallel} и g_{\perp} . Однако при пользовании этими графиками допускаются большие пересчетные ошибки, связанные с принятым в них масштабом, и потому для сравнения с экспериментально полученным спектром ЭПР нами проведен расчет энергетических уровней гамильтониана (1) с измеренными значениями g_{\parallel} , g_{\perp} и D . При расчете предполагалось, что магнитное поле лежит в плоскости xz ($H_y = 0$), поскольку вследствие симметрии гамильтониана уровни энергии не могут меняться при вращении вокруг оси z . Ось аксиальной симметрии z совпадает с кристаллографической осью [111]. Расчет свелся к численному решению секулярного уравнения четвертого порядка, который проведен на ЭВМ Наир-2. При составлении секулярного уравнения в качестве базисных функций выбирались собственные функции S_z с собственными значениями $3/2$, $1/2$, $-1/2$, $-3/2$.

Для специальных значений угла θ (0 , $54,74$ и 90°) секулярное уравнение допускает аналитическое решение. При $\theta = 0^\circ$ уровни энергии представляются выражениями

$$E = -D \pm 1/2 g\beta H, \quad D \pm 3/2 g\beta H,$$

при $\theta = 54,74^\circ$ имеем

$$E = \pm \sqrt{\frac{5}{4} (g\beta H)^2 + D^2 \pm \sqrt{3} (g\beta H)^2 D^2 + (g\beta H)^4},$$

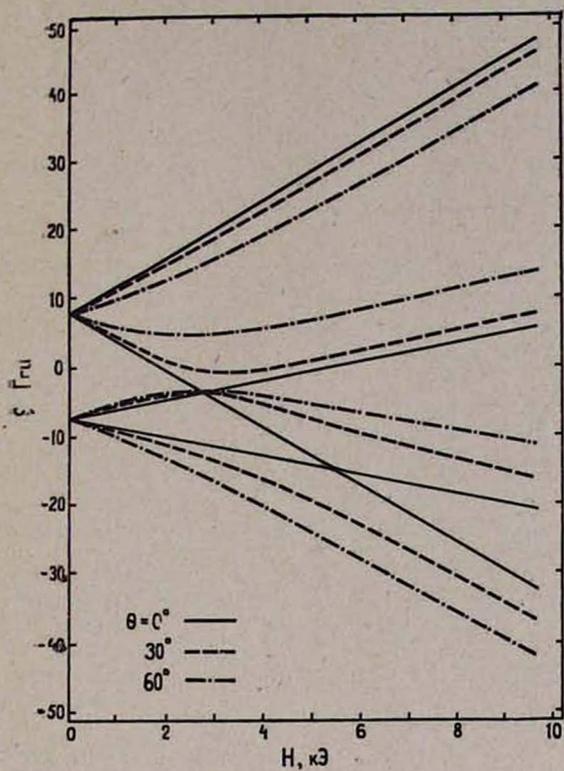


Рис. 1.

Уровни энергии пара-
магнитного иона Cr^{3+} в
 $Lu_3Al_5O_{12}$.

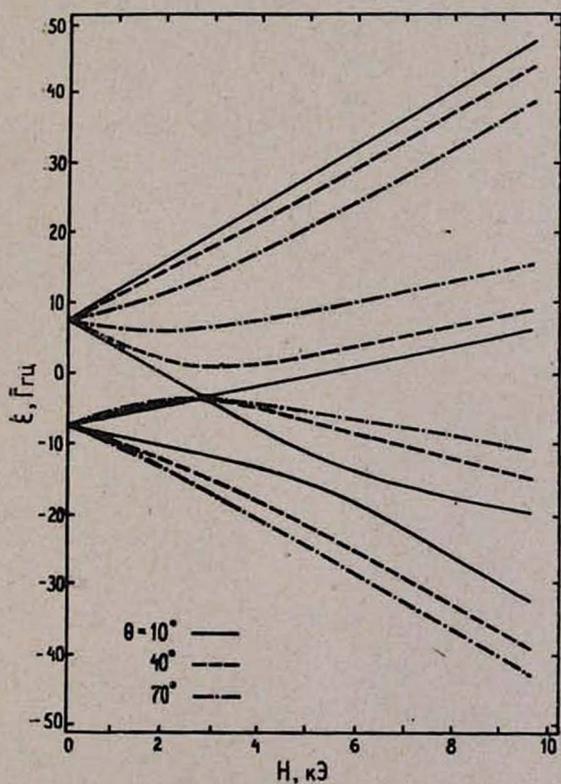


Рис. 2.

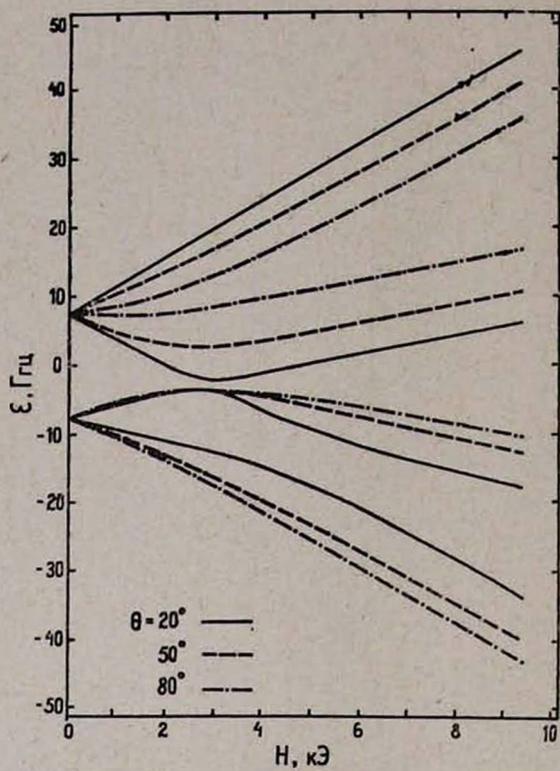


Рис. 3.

Уровни энергии парамагнитного иона Cr^{3+} в $\text{Li}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$.

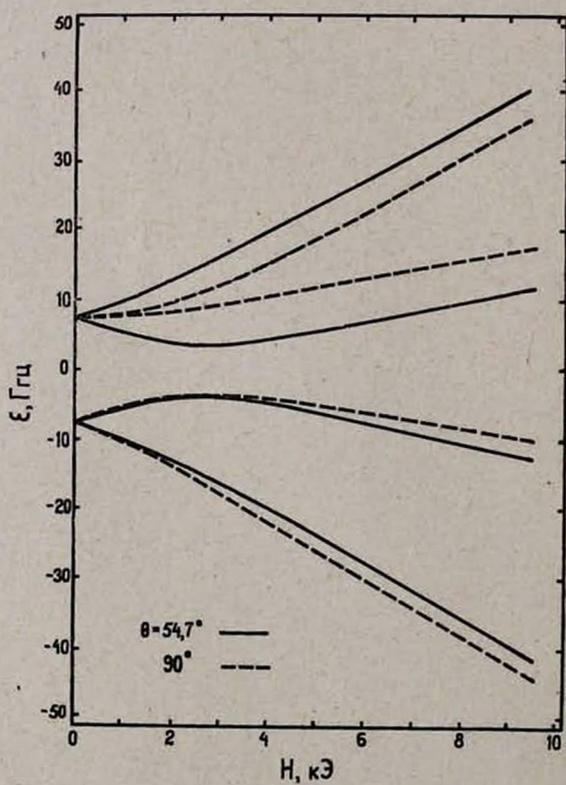


Рис. 4.

а при $\theta = 90^\circ$

$$E = -1/2 (g\beta H) \pm \sqrt{(g\beta H)^2 + D^2 + (g\beta H)D},$$

$$E = 1/2 (g\beta H) \pm \sqrt{(g\beta H)^2 + D^2 - (g\beta H)D},$$

где

$$g = \sqrt{g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + g_{\perp}^2 \sin^2 \theta}.$$

На рис. 1—4 приведены графики энергий ионов Cr^{3+} в $LuAlG$ в зависимости от напряженности магнитного поля при разных ориентациях кристалла относительно магнитного поля. Используя этот «атлас» энергетических уровней, из условия резонанса легко рассчитать зависимость $H_{рез}$ от угла θ для разных переходов. В общем случае при произвольном направлении магнитного поля относительно оси аксиальной симметрии Z из-за наличия шести переходов и четырех магнитно-неэквивалентных положений ионов Cr^{3+} должны наблюдаться 24 линии спектра ЭПР. Но поскольку в нашем случае $\nu < 2D$, разрешены от 4 до 2 переходов в зависимости от угла θ . На рис. 5 приведены расчетные и измеренные значения $H_{рез}$

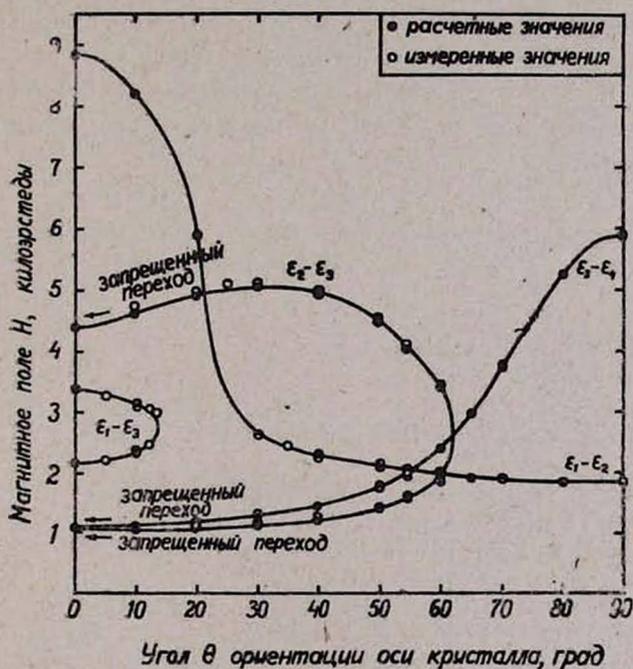


Рис. 5. Спектр парамагнитного резонанса ионов Cr^{3+} в $Lu_3Al_5O_{12}$ на частоте 9,25 Гц.

для четырех наблюдаемых переходов. Расхождение экспериментальных значений $H_{рез}$ с расчетными не превышает ± 50 э. Заметим, что уровни энергии пронумерованы в порядке возрастания энергии. Кривые с надписью «запрещенный переход» представляют строго запрещенный переход только при 0° .

В приводимой таблице собраны все известные в настоящее время данные, касающиеся параметров спин-гамильтониана, описывающие ЭПР ионов Cr^{3+} в октаэдрической координации в разных диамагнитных гранатах. В скобках указана ошибка измерений последнего знака g -факторов.

Таблица

Параметры спин-гамильтониана иона Cr^{3+} в диамагнитных гранатах

Матрица	Диапазон частот	Температура, К°	g_{\parallel}	g_{\perp}	$2D, \text{см}^{-1}$	Ссылка
YGaG	K	290	1,9767 (2)	1,9757 (2)	0,700	[1]
	Q	300		1,98	0,700	[2]
		77		1,98	0,697	
YAIG	Q	300		1,98	0,510	[2]
		77		1,98	0,524	
	K	300		1,977 (2)	0,510	[3]
LuAlG	X	300	1,979 (2)	1,978 (2)	0,5077	настоящая статья
		77	1,979 (2)	1,978 (2)	0,5124	

Из оптических спектров нами измерено также расщепление кубическим полем уровней энергии иона Cr^{3+} в $LuAlG$ $10Dq = 16950 \text{ см}^{-1}$. Если сравнить значение параметра спин-орбитальной связи для свободного иона Cr^{3+} ($\lambda = 91 \text{ см}^{-1}$) с эффективным значением параметра спин-орбитальной связи для иона в октаэдрическом комплексе, вычисленным в приближении кристаллического поля [7], $g = 2,0023 - \frac{8\lambda'}{10Dq}$, то получим $\lambda'/\lambda = 0,55$. Как известно, уменьшение спин-орбитального взаимодействия в кристалле в основном обусловлено ковалентными связями и подробно обсуждается в [8].

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 19.X.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Geschwind, J. W. Nielsen. Bull. Am. Phys. Soc., [2], 5, 252 (1960).
2. J. W. Carson, R. L. White. J. Appl. Phys., 32 1787 (1961).
3. L. J. Schwes, J. R. Cunningham. J. Appl. Phys., 37, 449 (1966).
4. S. Geschwind. Phys. Rev., 121, 363 (1961).
5. F. Euler, J. Bruce. Acta Cryst., 19, 971 (1961).
6. E. O. Schulz-DuBois. Bell Syst. Techn. Journ., 38, 271 (1959).
7. А. Абраам, Б. Блини. ЭПР переходных ионов, т. 1, 1972.
8. J. Owen, J. H. M. Thornley. Rep. Progr. Phys., 29, 675 (1966).

Cr^{3+} -ի էլեկտրոնային ՊԱՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՍՊԵԿՏՐԵՆԵՐԸ
ԼՅՈՒՏԵՑՑԻՈՒՄ ԱԼՅՈՒՄԻՆԱՅԻՆ ՆՌՆԱՔԱՐԻ ՄԻԱՔՅՈՒՐԻՆԵՐՈՒՄ

Է. Ա. ՄԱՐԿՈՍՅԱՆ, Զ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ, Է. Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ

Զարկած են Cr^{3+} իոնների էՊՌ սպեկտրալ պարամետրերը լյուսեցիում ալյումինային նոնաթարում, Սպեկտրները վերաբերվել են Cr^{3+} -ի իոններին, որոնք իզոմորֆ կերպով տեղա-

կալում են Al^{3+} -ին օկտաէդրիկ դիրքում: Տետրաէդրիկ կոորդինացիայում գրոմի իոններ չեն հայտնաբերվել: Բերված են $Lu_3Al_5O_{12}$ -ում Cr^{3+} -ի էներգետիկ մակարդակների՝ մագնիսական դաշտի շարվածությունից կախման գրաֆիկները [111] բյուրեղային առանցքի նկատմամբ դաշտի տարրեր կողմնորոշման դեպքում: Բերված է պարամագնիսական սպեկտրների օն-դոնանսային մագնիսական դաշտերի շարված և հաշվված արժեքների գրաֆիկը՝ կախված բյուրեղի կողմնորոշումից 9,25 Գհց հաճախության համար:

ELECTRON SPIN RESONANCE SPECTRA OF Cr^{3+} IONS IN SINGLE CRYSTALS OF LUTHETIUM ALUMINIUM GARNET

E. A. MARKOSSYAN, H. S. TOROSYAN, E. G. SHAROYAN

The spectral parameters of Cr^{3+} ion in luthetium aluminium garnet were measured. The spectra were ascribed to Cr^{3+} ions isomorphally substituting Al^{3+} ions in the octahedral sites. No chromium ions in the tetrahedral sites were revealed. The diagrams of energy level dependence of Cr^{3+} in $Lu_3Al_5O_{12}$ on the applied magnetic field for various orientations of the field and crystallographic axis [111] are given. The dependence of measured and calculated values of resonance magnetic fields on the crystal orientation at the frequency of 9,25 GHz is also given.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА ЖИДКИМ КРИСТАЛЛОМ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАПРЯЖЕНИЯ

Л. Т. КАНТАРДЖЯН, А. И. ОГАНИСЯН, Т. Б. РУДНЕНКО

Предложен метод определения пороговых напряжений рассеяния жидких кристаллов с использованием спектрофотометра.

Изучение рассеяния света жидкими кристаллами под действием электрического поля представляет большой интерес ввиду широкого практического применения этого явления в устройствах индикации, отображения и воспроизведения информации [1—5].

Обычно измерение рассеяния света жидким кристаллом производится фотоэлектрическим методом с использованием фотоумножителя и осциллографа [1, 6]. Такой метод требует собирания специальной установки и, кроме того, точность измерений в этом случае в значительной мере определяется интенсивностью внешнего освещения.

Предлагаемый нами метод, использующий стандартный спектрофотометр, упрощает определение некоторых электрооптических параметров жидких кристаллов, таких как пороговые напряжения, напряжение насыщения и контраст, одновременно обеспечивая достаточную точность измерений. В основе метода лежит измерение пропускания света жидкокристаллическим образцом на определенной длине волны, изменяющегося вследствие рассеяния под действием приложенного напряжения. При помощи полученных таким методом кривых пропускания можно довольно точно определить пороговое напряжение и напряжение насыщения данного жидкого кристалла.

Спектрофотометрическим методом нами были произведены измерения пороговых напряжений и напряжения насыщения для образца, который представлял собой смесь двух нематических жидких кристаллов: МВВА (п-метоксибензилиден—п'-бутиланилин) и ЕВВА (п-этоксibenзилиден—п'-бутиланилин) в весовом соотношении 2/3:1/3. Температурный интервал нематической фазы данной смеси — $-12 \div +48^\circ\text{C}$. Толщина рабочего слоя ячейки составляла ~ 30 мкм. Жидкий кристалл капиллярным методом заправлялся между предварительно натертыми токопроводящими стеклами, покрытыми окисью олова и разделенными тефлоновыми прокладками. На спектрофотометре СФ-16 измерялось пропускание ячейки при приложенном поле относительно той же ячейки без поля. Измерения проводились в проходящем свете в прямом режиме, т. е. падающий свет и фотоэлемент располагались на одной прямой (рис. 1). Жидкокристаллическая ячейка помещалась в кюветную камеру спектрофотометра. Соединительные провода от ячейки выводились к источнику питания через отверстия, имеющиеся на задней стенке кюветной камеры. На ячейку от генератора ЭГ-12М подавалось переменное напряжение с частотой ~ 20 гц. Для контроля напряжения использовался ламповый вольтметр ВК-7-9.

По данным работы [2] для смеси (45% МВВА и 55% ЕВВА), подобной исследуемой нами, диаграмма направленности рассеяния весьма узкая и направлена вдоль оси падающего луча. Так как площадь сечения падающего на фотоэлемент пучка меньше площади фотокатода, то перед защитной пластинкой СФ-16 была установлена диафрагма по размерам пучка с целью исключить попадание рассеянного света на фотоэлемент.

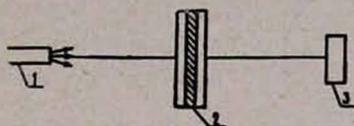


Рис. 1. Работа жидкокристаллической ячейки в проходящем свете в прямом режиме: 1 — источник света, 2 — ячейка, 3 — фотоэлемент.

На рис. 2 приведены кривые пропускания на разных длинах волн в зависимости от приложенного напряжения. Как видно из хода кривых при приложении к ячейке малых напряжений пропускание не меняется. При достижении порогового напряжения (в нашем случае оно равно 5,4 в) про-

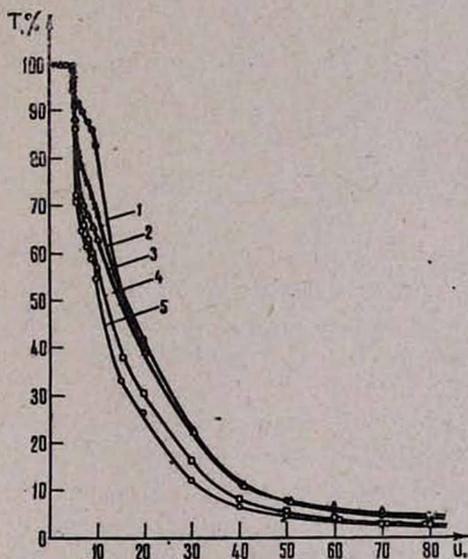


Рис. 2. Зависимость пропускания смеси МВВА и ЕВВА от приложенного напряжения на разных длинах волн: 1— $\lambda = 400$ нм, 2— $\lambda = 420$ нм, 3— $\lambda = 450$ нм, 4— $\lambda = 500$ нм, 5— $\lambda = 550$ нм. Толщина ячейки— $d=30$ мкм.

исходит резкое падение пропускания, обусловленное возникновением полосчатой доменной структуры [7—9]. Эта структура сохраняется в интервале 1—2 в выше порога [10, 11]; при дальнейшем повышении напряжения она разрушается, сменяясь турбулентным движением, которое является причиной динамического рассеяния [1, 12]. На кривых рис. 2 этот переход можно заметить по небольшому замедлению спада кривых в районе 7—8 в, соответствующему разрушению доменов, и дальнейшему более резкому спаду пропускания после 9 в, которые можно считать пороговым напряжением возникновения динамического рассеяния. Следует отметить, что как обра-

зование, так и разрушение доменных полос происходит не мгновенно. При дальнейшем увеличении напряжения падение пропускания замедляется. При ~ 40 в пропускание составляет лишь 10% первоначального, а после ~ 70 в наступает полное насыщение пропускания. Визуальные наблюдения этих процессов, проведенные нами с помощью микроскопа с увеличением $120\times$, полностью подтверждают данные измерений на спектрофотометре.

Необходимо заметить, что предлагаемый метод дает возможность точно определить первый порог, в то время как второй порог определяется с меньшей точностью. Для практических целей более важно точное знание именно первого порога.

Из кривых рис. 2 видно, что с увеличением длины волны падение пропускания увеличивается. Это можно объяснить тем, что с увеличением длины волны уменьшается оптическая плотность жидкого кристалла (рис. 3).

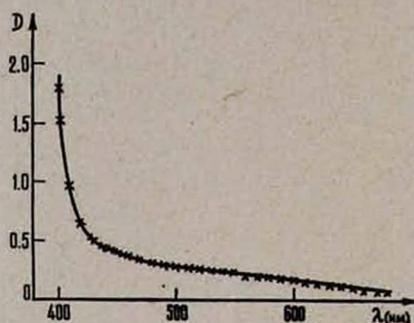


Рис. 3. Спектр поглощения смеси MBVA и EBVA ($d = 100$ мкм).

Нами была произведена большая серия опытов с несколькими ячейками одинаковой толщины. Воспроизводимость результатов вполне удовлетворительная. Полученные данные находятся в хорошем согласии с данными других авторов [7—12].

Преимущество метода заключается в том, что измерения можно производить не на одной определенной длине волны, а в целой спектральной области. Кроме того, метод позволяет не только определять быстро и точно пороги и насыщение, но и исследовать детально процесс рассеяния света жидким кристаллом под действием электрического поля. Метод является экспрессным и может быть с успехом использован при серийных измерениях в условиях заводских лабораторий.

Авторы выражают благодарность И. Г. Чистякову за полезные замечания, а также Л. М. Блинову за предоставление образцов жидких кристаллов.

Поступила 25.IX.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. H. Hellmeier, L. A. Zanol, L. A. Barton. Proc. IEEE, 56, 1162 (1968).
2. В. М. Шошин. Сб. докл. I научн. конф. по жидким кристаллам, Иваново, 1972, стр. 279.
3. И. Г. Чистяков, Л. К. Вистинь, Л. Т. Кантарджян, Р. В. Халатян. Промышленность Армении, № 4, 20 (1973).

4. G. H. Hellmeier, L. A. Zanoni, L. A. Barton. Proc. IEEE, ED-17, 1, 22 (1970).
5. B. J. Lechner, F. J. Marlowe. Proc. IEEE, 59, 11, 30 (1971).
6. А. И. Капустин, А. С. Мамаева, А. И. Трофимов. Сб. докл. 1 научн. конф. по жидким кристаллам, Иваново, 1972, стр. 56.
7. R. Willtams. J. Chem. Phys, 39, 384 (1963).
8. Л. К. Вистинь, А. П. Капустин. Кристаллография, 13, 349 (1968).
9. Л. К. Вистинь, А. П. Капустин. Оптика и спектроскопия, 24, 650 (1968).
10. P. A. Renz. Phys. Rev. Lett., 24, 1405 (1970).
11. С. А. Пикин. ЖЭТФ, 60, 1185 (1971).
12. С. А. Пикин. ЖЭТФ, 63, 3 (1972).

ՍՊԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՈՒՄԸ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԼՈՒՅՍԻ
ՑՐՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Լ. Տ. ՂԱՆԹԱՐՋՅԱՆ, Ա. Ի. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Տ. Բ. ՌՈՒԴՆԵՆԿՈ

Առաջարկված է հեղուկ բյուրեղների կողմից լույսի ցրման շեմային լարումների որոշման մեթոդ սպեկտրոֆոտոմետրի օգնությամբ:

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE
DEPENDENCE OF LIGHT SCATTERING FROM LIQUID
CRYSTAL ON VOLTAGE APPLIED

L. T. KANTARJYAN, A. I. HOVHANISSYAN, T. B. RUDNENKO

A method of the determination of threshold voltage of light scattering on nematic liquid crystals by means of spectrophotometer is given. The threshold and saturation voltages for the mixture of MBBA and EBBA are measured from the obtained curves of light transmittancy vs voltage of applied electric field.

К МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ВЯЗКИХ СФЕРОИДОВ МАКЛОРЕНА

Р. С. ОГАНЕСЯН, М. Г. АБРАМЯН, В. Л. ЭКЕЛЕКЯН

Рассмотрен вопрос устойчивости сфероидов Маклорена при наличии тороидального магнитного поля с учетом малой вязкости по отношению к возмущениям типа $l=m=2$, являющимся определяющими в теории устойчивости сфероидальных фигур. В рамках линейной теории установлено, что малая кинематическая вязкость (ν) при наличии малого ($\nu^{1/4}$) тороидального магнитного поля отклоняет предельную точку устойчивости влево от точки бифуркации и изменяет частоту колебаний. Установлено также, что магнитные поля порядка ν^r при $r > 0,25$ не влияют на устойчивость рассматриваемых сфероидов.

В работе [1] была рассмотрена устойчивость сфероидов Маклорена по отношению к малым возмущениям типа $l=m=2$ при наличии тороидального магнитного поля. В настоящей работе решается та же задача с учетом малой вязкости.

Предположим, что равновесный сфероид подвергается малым возмущениям. В этом случае скорость возмущения будет удовлетворять условию несжимаемости

$$\operatorname{div} \vec{u} = 0 \quad (1)$$

и линеаризованному уравнению Навье-Стокса

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + 2 \vec{\omega} \times \vec{u} = - \operatorname{grad} \Pi - \frac{1}{4\pi\rho} [\vec{B} \operatorname{rot} \vec{B}] + \nu \Delta \vec{u}, \quad (2)$$

где ν — кинематическая вязкость, ω — угловая скорость сфероида, \vec{B} — индукция магнитного поля,

$$\Pi = \frac{p}{\rho} - V - \frac{1}{2} \omega^2 (x^2 + y^2) \quad (3)$$

(p — давление, V — гравитационный потенциал, ρ — плотность).

Условие равенства нулю нормального компонента тензора натяжений на свободной возмущенной S -поверхности конфигурации [2, 3]

$$(p\delta_{ij} - 2\nu\rho R_{ij}) n_k = 0 \quad (4)$$

является граничным для настоящей задачи, где \vec{n} — единичный вектор внешней нормали к поверхности сфероида, а

$$R_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

есть тензор вязких натяжений.

Решения системы уравнений (1) и (2) представим в виде

$$\vec{u} = \vec{u}_0 + \vec{u}_1, \quad p = p_e + p_0 + p_1, \quad (6)$$

$$V = V_e + V_0 + V_1, \quad \vec{B} = \vec{B}_e + \vec{B}_0 + \vec{B}_1,$$

где индекс „e“ указывает на равновесные параметры конфигурации, индекс „0“ — на параметры невязкой задачи и, наконец, индекс „1“ — вязкой задачи. Предполагается, что

$$|f_e| \gg |f_0|, \quad |f_e| \gg |f_1|, \quad (7)$$

где f — произвольный параметр задачи.

Решение задачи сильно упрощается в системе сплюснутых сфероидальных координат. Дальнейшие обозначения, связанные с этой системой, можно найти в статьях [1, 2].

С учетом (6) исходные уравнения в силу их линейности можно разбить следующим образом:

$$\frac{\partial \vec{u}_0}{\partial t} + 2\vec{\omega} \times \vec{u}_0 = -\nabla \Pi'_0, \quad (8)$$

$$\operatorname{div} \vec{u}_0 = 0,$$

$$\frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} + 2\vec{\omega} \times \vec{u}_1 = -\nabla \Pi_1 - \frac{1}{4\pi\rho} \left\{ [\vec{B}_e \operatorname{rot} \vec{B}_1] + [\vec{B}_1 \operatorname{rot} \vec{B}_e] \right\} + \nu \Delta \vec{u}_1, \quad (9)$$

$$\operatorname{div} \vec{u}_1 = 0,$$

а граничное условие (4) (с учетом того, что $\vec{B}_e = \hat{e}_\varphi B_s \left(\frac{r}{a} \right) \sin \theta$) —

$$[\Phi'_0 + \rho \Pi'_0]_{S_e} + [\Phi_1 + \rho \Pi_1 - \nu_r R_{0\varphi}]_{S_e} = 0, \quad (10)$$

$$[R_{\theta\theta}]_{S_e} = [R_{\varphi\varphi}]_{S_e} = 0. \quad (11)$$

В уравнениях (8) и (10) введены следующие обозначения [1]:

$$\Pi'_0 = \frac{p_0}{\rho} - V_0 + \frac{1}{4\pi\rho} \xi_0 \operatorname{grad} \frac{B_e^2}{2},$$

$$\Pi_1 = \frac{p_1}{\rho} - V_1,$$

$$\Phi'_0 = \rho V_0 + \xi_0 \operatorname{grad} \left(p_e + \frac{B_e^2}{8\pi} \right),$$

$$\Phi_1 = \rho V_1 + \xi_1 \operatorname{grad} p_e. \quad (12)$$

Здесь S_e — невозмущенная поверхность сфероида, которая в сплюснутой сфероидальной системе координат имеет вид [2]

$$\zeta = E, \quad (13)$$

а $\vec{\xi}_0$ ($\vec{\xi}_1$) — вектор отклонения частиц невязкой (вязкой) жидкости от равновесного положения, который в линейном приближении есть

$$\vec{u}_0 = \frac{\partial \vec{\xi}_0}{\partial t} \quad \left(\vec{u}_1 = \frac{\partial \vec{\xi}_1}{\partial t} \right). \quad (14)$$

Для невязкой задачи, следуя Картану, можно получить следующие решения [2]:

$$\begin{aligned} \Pi_0 &= h(x + iy)^2 \quad (h = \text{const}), \\ u_{0x} &= -\frac{2h(x + iy)}{s - 2i\omega}, \quad u_{0y} = -\frac{2hi(x + iy)}{s - 2i\omega}, \quad u_{0z} = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

а также следующее дисперсионное соотношение [1]

$$s_0(s_0 - 2i\omega) + Q(e) - \frac{B_s^2}{2\pi\rho a^2} = 0, \quad (16)$$

где s_0 — частота колебаний сфероида ($u_0 \sim \exp\{s_0 t\}$), e — эксцентриситет,

$$Q(e) = \frac{\pi G \rho}{e^5} \sqrt{1 - e^2} [e(1 - e^2)(3 + 10e^2) - (3 + 8e^2 - 8e^4) \arcsin e]. \quad (17)$$

Прежде, чем перейти к исследованию вязкой задачи, приведем необходимые компоненты тензора натяжений R_{0ij} в сфероидальной системе координат [2]

$$\begin{aligned} R_{0\kappa\kappa} &= \frac{2h \sin^2 \psi e^{2i\varphi}}{s - 2i\omega}, \quad R_{0\varphi\varphi} = -\frac{2h \sin \psi \cos \psi e^{2i\varphi}}{s - 2i\omega}, \\ R_{0\kappa\varphi} &= -\frac{2ih \sin \psi e^{2i\varphi}}{s - 2i\omega}, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\sin \psi = \zeta \left(\frac{1 - \mu^2}{\zeta^2 + \mu^2} \right)^{1/2}, \quad \cos \psi = \mu \left(\frac{1 + \zeta^2}{\zeta^2 + \mu^2} \right)^{1/2}, \quad \mu = \cos \vartheta. \quad (19)$$

Для учета эффекта малой вязкости служит уравнение (9) и граничные условия (10) и (11). Умножив уравнение (10) на $P_2^2(\mu) e^{-2i\varphi}$ и проинтегрировав по всей поверхности сфероида, получим

$$\frac{1}{3} \rho a^2 h \left[1 + \frac{Q - B_s^2/2\pi\rho a^2}{s(s - 2i\omega)} \right] + \Gamma = 0. \quad (20)$$

Здесь использована теория, развитая в статье [1], а Γ есть член, обусловленный вязкостью,

$$\Gamma = \frac{5}{96\pi} \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi [\Phi_1 + \rho\Pi_1 - 2\nu\rho R_{0\kappa\kappa}]_s P_2^2(\mu) e^{-2i\varphi}. \quad (21)$$

Легко убедиться, что гравитационный эффект отклонений ξ_1 дает [2]

$$[\rho V_1]_{S_e} = \frac{\pi G \rho^2}{2e^3} \left[\frac{3}{2} \arcsin e - (3-2e^2)(1-e^2)^{1/2} \right] [h_z \xi_{1z}]_{S_e}. \quad (22)$$

Можно получить также, что

$$[\vec{\xi}_1 \text{ grad } p_e]_{S_e} = - \frac{4\pi G \rho^2}{e^4} (1-e^2) [e(1-e^2)^{-1/2} - \arcsin e] [h_z \xi_{1z}]_{S_e} \quad (23)$$

и, следовательно,

$$[\Phi_1]_{S_e} = [\rho V_1 + \vec{\xi}_1 \text{ grad } p_e]_{S_e} = - \frac{\pi G \rho^2}{2e^3} [e(1-e^2)^{1/2} (3+10e^2) - (3+8e^2-8e^4) \arcsin e] [h_z \xi_{1z}]_{S_e}. \quad (24)$$

Используя определение $Q(e)$, можно записать

$$[\Phi_1]_{S_e} = - \rho \frac{Q(e)}{2e(1-e^2)^{1/2}} [h_z \xi_{1z}]_{S_e} \quad (25)$$

или [1]

$$[\Phi_1]_{S_e} = - \rho \frac{Q(1+E^2)}{2sE} [h_z u_{1z}]_{S_e}, \quad (26)$$

с учетом которого для Γ получаем

$$\Gamma = \frac{5\rho}{32\pi} \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi \left[\Pi_1 - \frac{1+E^2}{2sE} Q(h_z u_{1z}) - 2\nu R_{0z} \right]_{S_e} (1-\mu^2) e^{-2i\varphi}. \quad (27)$$

Для вычисления Γ обратимся к уравнению (9). Запишем вектор $4\pi\rho \vec{A} = [\vec{B}_e \text{ rot } \vec{B}_1] + [\vec{B}_1 \text{ rot } \vec{B}_e]$ в системе сплюснутых сфероидальных координат. Опираясь на априорные предположения (эффект вязкости дает тангенциальные составляющие скорости) [2]

$$u_{1\theta} \sim 0 (v^{1/2}), \quad u_{1\varphi} \sim 0 (v^{1/2}), \quad \frac{\partial}{\partial \zeta} \sim 0 (v^{-1/2}), \quad (28)$$

$$u_{1z} \sim 0 (v), \quad \Pi_1 \sim 0 (v), \quad \frac{\partial}{\partial \theta} \sim 0 (1), \quad \frac{\partial}{\partial \varphi} \sim 0 (1)$$

и предполагая малость магнитного поля по порядку величины

$$B_e \sim 0 (v^{1/4}), \quad (29)$$

с учетом

$$\vec{B}_1 = (\vec{B}_e \nabla) \vec{\xi}_1 \quad (30)$$

в приближении $v^{1/2}$ можно записать

$$4\pi\rho \vec{A} = \frac{B_e^2}{a^2} e_z \left\{ \frac{h_\varphi}{h_z} \frac{\partial^2 \xi_{1\varphi}}{\partial \varphi \partial \zeta} + \frac{h_\psi}{h_z} \cos \psi \frac{\partial \xi_{1\theta}}{\partial \zeta} \right\}, \quad (31)$$

где e_z — единичный вектор в направлении возрастания ζ .

В результате уравнения (9) примут следующий вид:

$$\left(\frac{\nu}{h_z^2} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - s \right) u_{10} + 2 \omega \cos \psi u_{1\varphi} = 0, \quad (32)$$

$$\left(\frac{\nu}{h_z^2} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} - s \right) u_{1\varphi} - 2 \omega \cos \psi u_{10} = 0, \quad (33)$$

$$\frac{1}{h_z} \frac{\partial \Pi_1}{\partial \zeta} = 2 \omega u_{1\varphi} \sin \psi - \sigma^2 \frac{h_z}{h_z} \left[2i \frac{\partial u_{1\varphi}}{\partial \zeta} + \cos \psi \frac{\partial u_{10}}{\partial \zeta} \right], \quad (34)$$

$$(1 + E^2) h_z \frac{\partial u_{1z}}{\partial \zeta} - \frac{\partial}{\partial \mu} [(1 - \mu^2)^{1/2} h_0 u_{10}] + \frac{2ik(E^2 + \mu^2) u_{1\varphi}}{(1 + E^2)^{1/2} (1 - \mu^2)^{1/2}} = 0, \quad (35)$$

где $k = ae$, σ — частота альвеновских волн на экваторе сфероида

$$\sigma^2 = \frac{B_s^2}{4\pi\rho a^2}. \quad (36)$$

Во всех этих уравнениях h_z и h_0 посчитаны на поверхности $\zeta = E$, так что они являются функцией только от μ . Далее предполагается, что все параметры системы зависят от φ по закону $e^{2i\varphi}$.

Очевидно, что решения системы уравнений (32) и (33), которые обращаются в нуль в центре сфероида, есть

$$u_{10} = \frac{1}{2} A(\theta, \varphi) e^{\alpha(\zeta-E)} + \frac{1}{2} B(\theta, \varphi) e^{\beta(\zeta-E)}, \quad (37)$$

$$u_{1\varphi} = -\frac{i}{2} A(\theta, \varphi) e^{\alpha(\zeta-E)} + \frac{i}{2} B(\theta, \varphi) e^{\beta(\zeta-E)}, \quad (38)$$

где α и β — положительные и большие числа [2]. Значения коэффициентов A и B можно определить из граничного условия (11). С учетом (18) получим

$$A = \frac{4khE}{\alpha(1+E^2)^{1/2}(s-2i\omega)} (\cos \psi - 1) (1-\mu^2)^{1/2} e^{2i\varphi},$$

$$B = \frac{4khE}{\beta(1+E^2)^{1/2}(s-2i\omega)} (\cos \psi + 1) (1-\mu^2)^{1/2} e^{2i\varphi}. \quad (39)$$

Комбинируя уравнения (35) и (36), легко получить выражение

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ (1-\mu^2) \left[\Pi_1 - \frac{(1+E^2)Q}{2sE} (h_z u_{1z}) \right]_{S_e} \right\} = 2\omega h_z^2 (1-\mu^2) \sin \psi u_{1\varphi} +$$

$$+ \frac{Q(E^2 + \mu^2) h_z}{sE^2} \sin \psi (i u_{1\varphi} - \cos \psi u_{10}) - \sigma^2 (1-\mu^2) h_z \left(2i \frac{\partial u_{1\varphi}}{\partial \zeta} + \cos \psi \frac{\partial u_{10}}{\partial \zeta} \right), \quad (40)$$

интегрирование которого по ζ в интервале $(0, E)$ с учетом

$$[\Pi_1]_{\zeta=0} = [u_1]_{\zeta=0} = 0 \quad (41)$$

дает

$$(1-\mu^2) \left[\Pi_1 - \frac{(1+E^2)Q}{2sE} (h_z u_{1z}) \right]_{S_e} = \int_0^E 2\omega h_z (1-\mu^2) \sin \psi u_{1\varphi} d\zeta +$$

$$+ \int_0^E \frac{Qh_c(E^2 + \mu^2)}{sE^2} \sin \psi (iu_{1\tau} - \cos \psi u_{1\theta}) - \sigma^2(1 - \mu^2) h_c(2iu_{1\tau} + \cos \psi u_{1\theta}). \quad (42)$$

Отметим, что все наши преобразования имеют цель получить подынтегральное выражение Γ , которое представляет собой (42) с добавлением слагаемого

$$[2\nu R_{\text{орт}}]_{s_e} = \frac{4h\nu E^2(1 - \mu^2)e^{2i\tau}}{(E^2 + \mu^2)(s - 2i\omega)}. \quad (43)$$

Выполнив интегрирование в (27), окончательно получим

$$\Gamma = \frac{1}{3} \rho a^2 h \left[\frac{2\nu P(e)}{s - 2i\omega} + \frac{2i\omega T(e)}{s - 2i\omega} + \frac{2L(e)}{s(s - 2i\omega)} \right], \quad (44)$$

где $T(e)$, $L(e)$ — действительные функции порядка ν , а функция

$$P(e) = \frac{5}{8} \frac{1 - e^2}{e^5} [3(1 - e^2)^{1/2}(5 - 2e^2 - e^4) \arcsin e - e^3(5e^2 + 6)] \quad (45)$$

положительна при $0 \leq e \leq 1$.

Теперь соотношение (20) примет следующий вид:

$$1 + \frac{Q - 2\sigma^2 + 2L(e)}{s(s - 2i\omega)} + \frac{2\nu P(e) + i\omega T(e)}{s - 2i\omega} = 0. \quad (46)$$

Это есть искомое дисперсионное соотношение для гармоники $n=m=2$, в котором пренебрежены все члены высшего порядка ν .

Представим решение уравнения (46) в виде

$$s = s_0 + s_1, \quad (47)$$

где s_0 есть корень уравнения (16), а s_1 имеет порядок ν . Подставляя (47) в уравнение (46) и пренебрегая всеми величинами высшего порядка по ν , с учетом (16) получим [2]

$$s_1 = \frac{\nu P(e) s_0^2}{Q_e - 2\sigma^2} + \frac{i\omega T(e) s_0^2 + L(e) s_0}{Q - 2\sigma^2}. \quad (48)$$

Величина s_0^2 отрицательна до значения $e = 0,9529$, так что поведение s_1 зависит от знака величины $Q(e) - 2\sigma^2$, где $Q(e) > 0$ при $e < 0,8127$ и $Q(e) < 0$ при $0,8127 < e < 0,9529$. Обозначим решение уравнения $Q(e) - 2\sigma^2 = 0$ через e_1 . Отсюда вытекает, что до точки e_1 величина $\nu P(e) s_0^2 / (Q(e) - 2\sigma^2)$ отрицательна, что указывает на устойчивость сфероида Маклорена (возмущения исчезают с экспоненциально уменьшающейся амплитудой). Второй член (48) не играет роли в вопросе устойчивости, он лишь изменяет частоту колебания, поскольку $[L(e) s_0 + i\omega T(e) s_0^2] / (Q - 2\sigma^2)$ — чисто мнимая величина до значения $e = 0,9529$. За точкой e_1 сфероид неустойчив.

Итак, сфероид Маклорена при наличии тороидального поля и малой вязкости устойчив по отношению к малым возмущениям до значения $e = e_1$ и колеблется с частотой, отличной от частоты невязкой

жидкости; за точкой e_1 колебания сфероида перестают быть устойчивыми; с увеличением магнитного поля (в рамках сделанного предположения) предел устойчивости отклоняется влево от точки $e = 0,8127$.

Так как в уравнение движения магнитное поле входит в квадратичной форме, из хода изложения следует, что магнитные поля выше порядка $\nu^{1/4}$ не влияют на устойчивость вязкого сфероида Маклорена. Отметим, что при отсутствии магнитного поля полученные результаты совпадают с результатами работы [2], а при отсутствии вязкости — с результатами статьи [1].

С энергетической точки зрения эффект вязкости приводит к тому, что выше точки нейтральной стабильности (при $\vec{B}=0$) $e=0,8127$ (точка бифуркации) энергетически выгодными состояниями являются не сфероида Маклорена, а трехосные эллипсоиды Якоби, и начиная с этой точки устойчивыми фигурами равновесия являются эллипсоиды Якоби [3].

При наличии магнитного поля (невязкая задача), как показано в работе [1], точка нейтральной стабильности перемещается влево ($e_1 \leq 0,8127$), так что одновременный учет магнитного поля и вязкости приводит к тому, что выше точки e_1 энергетически выгодными состояниями являются иные фигуры, форма которых подлежит определению.

Полученный результат представляет интерес для магнитогиродинамической теории устойчивости фигур, а также может найти качественное применение в астрофизических приложениях.

Ереванский государственный
университет

Поступила 28.VIII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 449 (1972).
2. Р. Н. Roberts, К. Stewartson. Ap. Journal, 137, 777 (1963).
3. С. Чандрасекар. Эллипсоидальные фигуры равновесия, Изд. Мир, 1973.

ՄԱԿՆՈՐԵՆԻ ՄԱԾՈՒՑԻԿ ՍՖԵՐՈՒԴԵՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱԳՆԵՒՍԱԶԻԴՐՈՂԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ռ. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Մ. Գ. ԱՐԲԱՀԱՄՅԱՆ, Վ. Լ. ՀԵՔԵԼԵԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է Մակլորենի սֆերոիդների կայունության հարցը թորոիդալ մագնիսական դաշտի և փոքր մածուցիկության առկայության դեպքում սֆերոիդալ մարմինների կայունության տեսության մեջ որոշիչ հանդիսացող $m=n=2$ տիպի տատանումների նկատմամբ: Գծային տեսության շրջանակներում հաստատված է, որ փոքր կիլենմատիկ մածուցիկությունը (ν) փոքր թորոիդալ մագնիսական դաշտի ($\nu^{1/4}$) առկայությամբ աչ է շեղում կայունության սահմանային կետը ճյուղավորման կետից և փոփոխում է տատանումների հաճախությունը: Պարզաբանված է նաև, որ ν կարգի մագնիսական դաշտերը $r > 0,25$ դեպքում քննարկվող սֆերոիդների կայունության վրա ազդեցություն չեն թողնում:

ON THE MAGNETOHYDRODYNAMIC THEORY OF STABILITY
OF VISCOUS MACLAURIN SPHEROIDS

R. S. HOVHANNESYAN, M. G. ABRAHAMYAN, V. L. HEUKELEKYAN

The problem of Maclaurin spheroids stability in the presence of toroidal magnetic field is considered with due regard for small viscosity relative to $n = m = 2$ type of excitations which are predominant in the theory of spheroids stability. It was shown in the linear theory framework, that the small kinematic viscosity ν in the presence of low order toroidal magnetic field $\nu^{1/4}$ deflects the limiting point of stability to the left from bifurcation point and changes the oscillation frequency. It was also shown that magnetic fields of the order of ν^r had no effect on the stability of the spheroids when $r > 0,25$.

ЭКСПРЕСС-МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ РАСПЛАВОВ

Т. С. ЗОЛЯН

В работе рассматривается методика проведения измерения электропроводности жидких полупроводников и металлов и их температурной зависимости, основанная на четырехзондовом способе измерения, не требующая определения длины и сечения токопроводящего образца.

При проведении различных физико-химических исследований в научно-исследовательских и производственных целях часто приходится производить электрофизические измерения различных расплавов (жидкие металлы и полупроводники, сплавы, шламы и т. п.). Среди этих измерений основным является определение электропроводности σ .

Если при прохождении тока I через образец с сечением S имеется падение напряжения V между двумя измерительными зондами, соприкасающимися вдоль поверхности образца на расстоянии l , то электропроводность образца определяется как $\sigma = \frac{I l}{V S}$, а удельное

сопротивление есть $\rho = \frac{V S}{I l}$. При наличии контактных сопротивлений на торцах образца измерение тока заменяется замером падения напряжения u на эталонном сопротивлении r , через который пропускается ток $I = \frac{u}{r}$.

Таким образом, при всех измерениях σ необходимо знание величин l и S или их отношения l/S , что и является основным недостатком данного способа измерения, особенно для жидких расплавов, для которых определение сечения S и длины l в ряде случаев является весьма трудоемкой и не всегда возможной операцией как ввиду сложности, недоступности и непостоянства конфигурации, так и вследствие высокой температуры [1].

Некоторым выходом из этого положения является применение косвенного, относительного метода измерений с помощью калибровочных и „стандартных“ жидкостей с известной проводимостью σ_1 . Заполняя такой „стандартной“ жидкостью тот же объем, что и у исследуемого расплава, измеряется сопротивление R_1 и определяется отношение $\frac{l_1}{S_1} = \sigma_1 R_1 = K$ — „постоянная“ сосуда [2]. Заполняя теперь сосуд исследуемым расплавом, при той же температуре и положении зондов измеряется сопротивление расплава R_2 и определяется электропроводность расплава по формуле

$$\sigma_2 = \frac{1}{R_2} K = \frac{l_1}{S_1} \frac{1}{R_2}$$

Несмотря на широкое распространение этого метода его недостатки очевидны. Он требует большой затраты времени, обладает большой трудоемкостью, требует изготовления специального измерительного сосуда, подбора соответствующих калибровочных жидкостей, особенно для высокой температуры, требует создания идентичных с исследуемым расплавом условий (объем, температура, окружающая среда и т. п.). Все это наряду с невозможностью проведения контактных „точечных“ измерений их стационарностью и необходимостью усреднения получаемых данных (ввиду достаточной удаленности измерительных электродов, находящихся практически при разных температурах) приводит к дополнительным погрешностям измерений.

Однако воспользовавшись для жидкого полупроводника закономерностями протекания тока I через точечный контакт, согласно которым в точке, находящейся на расстоянии a от контакта, плотность тока $i = I/2\pi a^2$, а потенциал $\varphi = I/2\pi a\sigma_{ж}$, с помощью четырех зондов, контактирующих с жидкостью по прямой на расстоянии a друг от друга, при котором ток I пропускается через крайние зонды, а разность потенциалов U измеряется между средними зондами, легко можно получить известное выражение [3]

$$\sigma_{ж} = I/2\pi aU.$$

Действительно, потенциалы средних зондов 2 и 3 равны

$$\varphi_2 = I/2\pi\sigma_{ж}(1/a - 1/2a) + C,$$

$$\varphi_3 = I/2\pi\sigma_{ж}(-1/a + 1/2a) + C.$$

Следовательно

$$U = \varphi_3 - \varphi_2 = I/2\pi\sigma_{ж}a.$$

Таким образом, измеряя падение напряжения в точках соприкосновения средних зондов, вызванное прохождением тока I через крайние зонды, при расстоянии a между зондами, легко определить $\sigma_{ж}$.

Для практического осуществления измерений этим методом четыре зонда из W , Mo , Pt или других тугоплавких металлов в виде проволоки с диаметром $d = 0,1-0,2$ мм электролитически затачиваются на концах до $0,05-0,01$ мм и герметически закрепляются в кварцевой или керамической трубочке, обеспечивающей изоляцию между зондами и выдержку одинакового расстояния $r = 1$ мм в области соприкосновения с измеряемой жидкостью. Для этой цели удобно воспользоваться 4-х канальной керамической трубочкой, либо двумя 2-х канальными, отшлифованными до требуемых размеров. Трубочку с зондами при помощи приспособления типа СТ-12 приводят в соприкосновение с измеряемой жидкостью таким образом, чтобы зонды вошли в нее на минимальную глубину, после чего проводятся замеры U и I и вычисление σ или ρ . При соблюдении условия нахождения зондов не ближе $3a$ от краев образца и минимального тока в несколько ма погрешность измерения не превышает 2% [4]. Измерительная аппаратура ограничивается приборами типа Ф116 для измерения I и U

и отсчетным микроскопом МБС-1 или МПБ-2 для дистанционного измерения и контроля размера a .

При необходимости зонды совмещаются с термопарами, что позволяет проводить „точечные“, локальные измерения не только температурной зависимости $\sigma_{\text{ж}} = f(I)$ по всей поверхности расплава, но и по глубине (учитывая в этом случае, что $i = I/4\pi a^2$ и $\sigma = I/4\pi a U$).

Таким образом, описанная методика дает возможность проводить непосредственные измерения σ и ρ в широком температурном диапазоне, в меньшие сроки и с меньшей затратой труда по сравнению с принятыми методиками, позволяет повысить точность измерений при высоких температурах без какой-либо термостабилизации и дает возможность проводить локальные измерения $\sigma_{\text{ж}}$ или $\rho_{\text{ж}}$ в весьма малых или больших объемах, не требуя знания величин сечения и длины токопроводящего образца, практически при одной и той же температуре, что особенно важно в явлениях, связанных с достаточно точной фиксацией температуры (плавление, полиморфные превращения, кристаллизация и др.).

Рассмотренная методика была проверена на ряде жидких полупроводников и металлов и показала возможность ее применения при измерении и контроле электропроводности веществ в жидкой фазе [5].

Институт радиофизики и электроники

АН АрмССР

Поступила 17.V.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. О. А. Бурмистрова, М. Х. Карапетян и др. Практикум по физической химии, Изд. Высшая школа, М., 1963.
2. Л. Н. Антипин, С. Ф. Важенин. Электрохимия расплавленных солей, Металлургиядат, М., 1964. Т. С. Золян, А. Р. Ретель. ФТТ, 6, 1520 (1964).
3. L. Valdes. Proc. IRE, 41, 79 (1953).
4. Технология полупроводниковых материалов, Оборонгиз, М., 1961.
5. Т. С. Золян. Материалы Всесоюзного совещания по явлениям переноса в электронных расплавах, Л., 1971. Т. С. Золян. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 315 (1971).

ՀԱՄԱՉՈՒԿՎԱՏՔՆԵՐԻ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ԷՔՍՊՐԵՍ-ԵՂԱՆԱԿ

S. U. ՉՈՒՑԱՆ

Համաձուլվածքների հաղորդականության որոշման կիրառվող մեթոդները, որպես օրինակ, հիմնված են՝ հայտնի կտրվածքով և երկարությամբ, կամ այդ մեծությունների հարաբերությամբ պատրաստված հատուկ փորձանոթի մեջ լցված հետազոտվող հեղուկի դիմադրության կոնտակտային չափումների վրա: Տվյալ աշխատանքում քննարկվում է հեղուկ կիսահաղորդիչների և մետաղների էլեկտրահաղորդականության չափումների մեթոդիկան և նրանց կախվածությունը շերտատիճանից, հիմնված՝ չափման 4-դոնդային եղանակի վրա, որը չի պահանջում նմուշի երկարության և կտրվածքի չափումը:

**ON THE MEASUREMENT OF CONDUCTIVITY
OF LIQUIDS****T. S. ZOLYAN**

New method for the measurement of conductivity of liquids is described. This method permits to operate without the measurement of the length and the cross-section of liquid samples.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОННОГО ПУЧКА ЕРЕВАНСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Р. О. АВАКЯН, А. А. АРМАГАНЯН, Л. Г. АРУТЮНЯН, Г. А. ВАРТАПЕТАН,
А. Г. ИСКАНДАРЯН, Р. М. МИРЗОЯН, Г. М. ЭЛБАКЯН

Как сообщалось ранее [1], на Ереванском электронном ускорителе получен пучок квазимонохроматических фотонов с помощью когерентного тормозного излучения электронов с энергией 4,5 Гэв на кристалле алмаза.

На рис. 1 приведен спектр тормозного излучения на кристалле алмаза. Пиковая энергия фотонов равна 1,5 Гэв. Основной вклад в сечение давался вектором обратной решетки [220]. Коллимация фотонного пучка составляла $0,64 \cdot 10^{-1}$ рад.

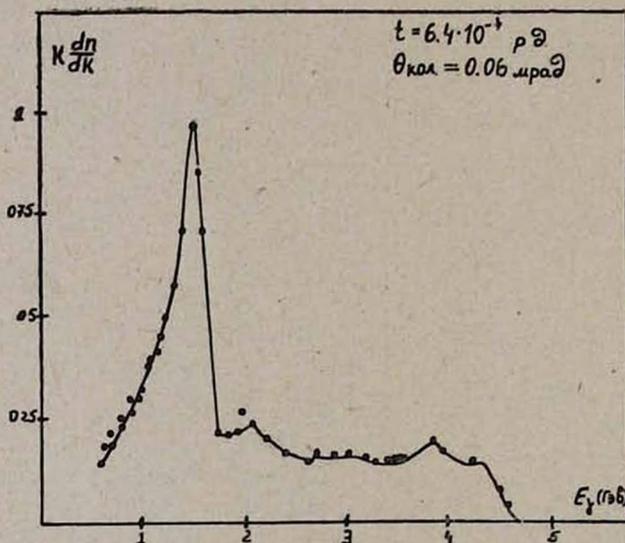


Рис. 1. Спектр тормозного излучения электронов с энергией 4,5 Гэв на кристалле алмаза толщиной $6,4 \cdot 10^{-1}$ рад. длины.

В настоящей работе проводилось измерение поляризации фотонов с энергией 1,5 Гэв в спектре с приведенными выше параметрами. Поляризация измерялась методом, предложенным в работе [2]. Метод основывается на том факте, что в когерентном образовании электрон-позитронных пар в кристалле имеется асимметрия, зависящая от направления вектора поляризации фотонов относительно плоскости $[[110], \vec{k}]$. Для полностью поляризованных фотонов асимметрия зависит от первичной энергии фотонов k и от углов влета фотонов в кристалл и определяется как

$$R = \frac{d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}}{d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}},$$

где $d\sigma_{\perp}$ и $d\sigma_{\parallel}$ — теоретические дифференциальные сечения образования электрон-позитронных пар фотонами, вектор поляризации которых перпендикулярен к выбранной плоскости $[[110], \vec{k}]$ и лежит в ней.

В эксперименте достигаются условия, при которых R максимальна. Схема экспериментальной установки описана в работе [1] с той разницей, что теперь в магнит парного спектрометра помещен монокристалл алмаза, смонтированный в гониометрическое устройство. Гониометр позволял вращать кристаллический конвертор вокруг горизонтальной и вертикальной осей с точностью $\pm 0,12$ мрад и поворачивать кристалл вокруг оси пучка на 90° с точностью $\pm 1^\circ$. Измерялось число симметричных ($y = E_+ / k = 0,5$, E_+ — энергия электрона или позитрона) электрон-позитронных пар N_{\parallel} и N_{\perp} , когда вектор поляризации фотона $\vec{\epsilon}$ лежит соответственно в плоскости $[[110], \vec{k}]$ и перпендикулярен к ней, а также минимальные значения N'_{\parallel} и N'_{\perp} , при том же угле влета фотонов в кристалл. Измерения проведены при углах влета фотона в кристалл, когда R максимальна. Полярный угол θ (угол между осью $[110]$ и \vec{k}) составлял 71 мрад, азимутальный угол $\alpha = 0$.

Имея четыре экспериментально измеренные величины N_{\parallel} , N_{\perp} , N'_{\parallel} и N'_{\perp} , можно посчитать степень поляризации тремя различными способами:

$$P_1 = \frac{1}{R} \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}},$$

$$P_2 = \frac{N_{\parallel}/\sigma_{\parallel}^I - N'_{\parallel}/\sigma_{\min}^I}{R N_{\parallel}/\sigma_{\min}^I - R_{\min} N_{\parallel}/\sigma_{\parallel}^I},$$

$$P_3 = \frac{1}{R_0} \frac{(N_{\parallel} - N'_{\parallel}) - (N_{\perp} - N'_{\perp})}{(N_{\parallel} - N'_{\parallel}) + (N_{\perp} - N'_{\perp})},$$

где введены следующие обозначения: R — теоретическая асимметрия при данной ориентации алмазного конвертора в первом главном максимуме с основным вкладом от первой плоскости обратной решетки $n_3 = 1$, $\theta = 71$ мрад; R_{\min} — теоретическая асимметрия в минимуме первого пика при угле $\theta = 71$ мрад, когда первая плоскость обратной решетки не дает вклада в сечение; R_0 — теоретическая асимметрия без учета некогерентной части сечения образования электрон-позитронных пар поляризованными фотонами; σ_{\parallel}^I , σ_{\min}^I — сечения образования электрон-позитронных пар параллельно поляризованными фотонами соответственно в максимуме и в минимуме.

Таблица

Экспериментальные измерения	Теоретические значения
$N_{\parallel} = 9100$	$R = 0,083$
$N'_{\parallel} = 7760$	$R_{\min} = 0,002$
$N_{\perp} = 8000$	$R_0 = 0,66$
$N'_{\perp} = 7640$	$\sigma_{\parallel}^I = 14,07$
	$\sigma_{\min}^I = 11,03$

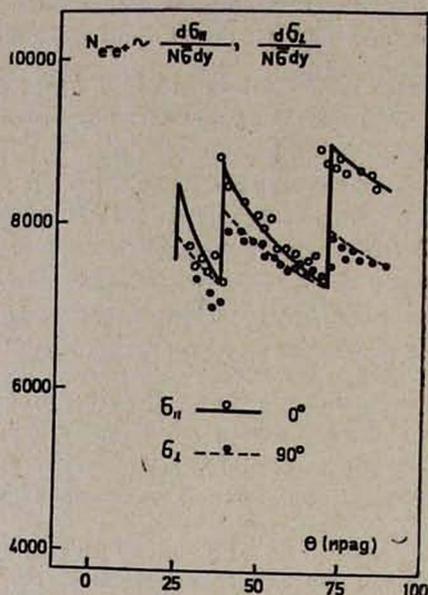


Рис. 2. Число симметричных электрон-позитронных пар в зависимости от угла влета фотонов с энергией 1,5 Гэв. Сплошная кривая — σ_{\parallel} — сечение образования e^+e^- -пар параллельно поляризованными фотонами, пунктирная кривая — σ_{\perp} — сечение образования e^+e^- -пар перпендикулярно поляризованными фотонами.

В таблице приведены результаты экспериментальных измерений и теоретические величины, используемые при вычислении поляризации. Экспериментальные результаты приведены на рис. 2. Значения поляризации, рассчитанные по вышеприведенным формулам, дают следующие величины:

$$P_1 = 0,775 \pm 0,076,$$

$$P_2 = 0,931 \pm 0,122,$$

$$P_3 = 0,873 \pm 0,096.$$

Среднее значение поляризации равно $0,859 \pm 0,098$. Это значение хорошо согласуется с результатами работы [3].

Ереванский физический институт

Поступила 28.XII.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. О. Авакян и др. Доклад на Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970.
2. G. Barbiellini et al. Nuovo Cim., 28, 435 (1963).
3. В. Г. Горбенко и др. ЯФ, 4, 793 (1973).

**ԵՐԵՎԱՆԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԻ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՓՆՁԻ
ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԶԱՓՈՒՄԸ**

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄԱՂԱՆՅԱՆ, Լ. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Ա. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ,
Ա. Գ. ԻՍԿԱՆԴԱՐՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԻՐՉՈՅԱՆ, Գ. Մ. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

*Օդտադործելով զույգերի կոհերենտ առաջացման երևույթը բյուրեղում շարված է 1,5 ԳԷՎ
էներգիայով γ -բլանտների բեռնացումը:*

**MEASUREMENT OF THE YEREVAN SYNCHROTRON
PHOTON BEAM POLARIZATION**

R. O. AVAKYAN, A. A. ARMAGANYAN, L. G. HARUTUNYAN,
H. A. VARTAPETYAN, A. H. ISKANDARYAN, R. M. MIRZOYAN,
G. M. ELBAKYAN

Making use of the coherent pair production in the diamond crystal, the polarization of photon beam with 1,5 Gev peak energy was measured.

О ТУННЕЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Г. М. АРУТЮНЯН

В работе [1] рассматривалось взаимодействие сильной электромагнитной волны с собственными размерно-квантованными полупроводниками. Было показано, что влияние сильной волны в условиях насыщения в поглощении приводит в размерно-квантованном спектре к новым стационарным состояниям с характерной щелью $\hbar\alpha_{\vec{p}}$, расположенной при некотором резонансном импульсе p_0 [1] (ниже мы следуем обозначениям [1]),

$$\hbar\alpha_{\vec{p}} = \frac{e}{2\Omega} \left| F_{n, s_z}^m \vec{E}_{\vec{p}} \vec{v}_{cv} \right| \cos \vartheta, \quad m, n = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

Известно [2], что существующую в сверхпроводнике щель можно изучать, исследуя вольт-амперные характеристики туннельных переходов. В рассматриваемом нами случае аналогом перехода «металл-сверхпроводник» будет переход «полупроводниковая пленка—полупроводниковая пленка в поле сильной электромагнитной волны». По аналогии с полуфеноменологической теорией туннельного перехода ток через такой переход (при $T=0$) запишется в виде

$$J = C \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_{eV}^0 \rho(E) dE, \quad \rho(E) = \frac{m^*}{4\pi^2 \hbar^2} \sum_{m, n} \frac{|E|}{V E^2 - \hbar^2 |\alpha|^2 \cos^2 \vartheta}, \quad (2)$$

где C имеет смысл проводимости, ϑ — угол между квазиимпульсом \vec{p} электрона и вектором электрической напряженности $\vec{E}_{\vec{p}}$ в волне, $\rho(E)$ — плотность состояний размерно-квантованного полупроводника в состоянии насыщения (энергия E , как и в [2], отсчитывается от уровня Ферми), а V — внешний приложенный потенциал. Двумерный междузонный матричный элемент $\vec{v}_{cv}(\vec{p})$ из (1) выражается через векторы обратной решетки и квазиимпульс \vec{p} . Для переходов (под действием сильной электромагнитной волны) между экстремумами «с»- и «v»-зон зависимость от \vec{p} слабая и хорошим приближением является $\hbar\alpha_{\vec{p}} = \text{const}$. Поэтому имеет смысл рассмотреть случай изотропной щели $\alpha_{\vec{p}} = \alpha$.

Интегрирование в (2) с учетом этого обстоятельства дает

$$J_1 = \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} \sum_{m,n} C V \sqrt{(eV)^2 - \hbar^2 |\alpha|^2}, \quad eV > \hbar\alpha, \quad (3)$$

$$J_1 = 0, \quad 0 \leq eV \leq \hbar\alpha.$$

Эта зависимость изображена на рис. 1; она позволяет более или менее однозначно идентифицировать параметр энергетической щели.

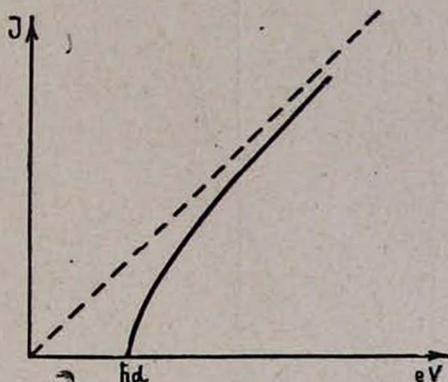


Рис. 1.

В модели с анизотропной щелью, $\alpha_p = \alpha \cos \vartheta$, выполняя интегрирование в (2), непосредственно получаем решения как справа, так и слева от $\hbar\alpha$

$$J_2 = \frac{m^*}{\pi^2 \hbar^2} \sum_{m,n} C e V E \left(\frac{\pi}{2}, \frac{\hbar\alpha}{eV} \right), \quad eV > \hbar\alpha, \quad (4)$$

$$J_3 = \frac{m^*}{\pi^2 \hbar^2} \sum_{m,n} C \hbar\alpha \left\{ E \left(\frac{\pi}{2}, \frac{eV}{\hbar\alpha} \right) - \left[1 - \left(\frac{eV}{\hbar\alpha} \right)^2 \right] F \left(\frac{\pi}{2}, \frac{eV}{\hbar\alpha} \right) \right\},$$

$$eV < \hbar\alpha, \quad (5)$$

где функции E и F — полные эллиптические интегралы. Эти решения изображены на рис. 2. Легко убедиться, что выражение J_2 в пределе $eV \gg \hbar\alpha$ становится линейным, а формула (5) при $eV \ll \hbar\alpha$ принимает вид

$$J_4 = \frac{m^*}{4\pi\hbar^2} \sum_{m,n} \frac{C}{\hbar\alpha} (eV)^2, \quad (6)$$

т. е. зависимость тока от напряжения становится квадратичной. В предположении анизотропности щели при $eV \sim \hbar\alpha$ происходит значительное «размазывание» порога уже при $T=0$ (сравни с [2], стр. 67), следствием чего является наличие туннелирования при $eV < \hbar\alpha$.

Интересным, на наш взгляд, является зависимость щели от размера квантования d (величина $F_{n,s_z}^m(d)$ в (1)). Вариация толщины пленки в пределах, обеспечивающих квантованность спектра, приводит к вариации величины щели, что в свою очередь может существенно сказаться на описанных выше вольт-амперных характеристиках.

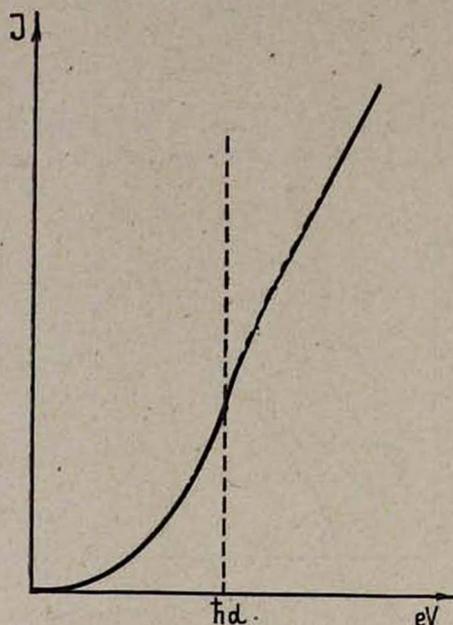


Рис. 2.

В заключение отметим, что для экспериментального наблюдения указанных характеристик требуются низкие температуры, полупроводниковые пленки толщиной $d = 10^{-5} - 10^{-6}$ см и лазерные поля напряженностью $E_{\rightarrow} \approx 10^4 - 10^5$ в/см. Предполагается также, что в исследуемой системе отсутствуют условия для развития ударной ионизации.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 5.X.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Арутюнян. ФТП, 7, 600 (1973).
2. Д. Дулас, Л. Фаликов. Сб. Сверхпроводимость, Изд. Наука, 1963.

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ԹՈՒՆԵԼԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկվում է թունելային հոսանքը «կիսահաղորդչային թաղանթ-ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքում գտնվող կիսահաղորդչային թաղանթ» անցումում (երբ $T=0$): Ստացված են վոլտ-ամպերային բնութագրերը, երբ ճեղքը, որը գոյանում է շափային-բվանտացված սպեկտրում ուժեղ ալիքի հետևանքով, իզոտրոպ և անիզոտրոպ է:

ON THE TUNNEL-EFFECT IN SEMICONDUCTOR FILMS

G. M. HARUTUNYAN

The tunnel current through the junction semiconductor film—semiconductor film in strong electromagnetic field (at $T = 0$) is considered.

The voltage-current characteristics both in the case of isotropic and unisotropic split in dimension quantized spectrum due to strong electromagnetic wave are obtained.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНФРАКРАСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 50 Мэв

Г. Н. ЕРИЦЯН, Р. А. МЕЛКОНЯН

Как известно, при облучении быстрыми нейтронами в кремнии появляются сложные структурные повреждения типа разупорядоченных областей. В работе Ухина [1] на основе анализа литературных данных представлена модель образования этих областей. Сущность модели заключается в том, что в результате первичного акта передачи атому вещества достаточной энергии образуется сгусток из моновакансий и междуузельных атомов.

В работах по электронному облучению с энергией ниже 10 Мэв кроме простых дефектов и дефектных комплексов разупорядоченные области в кремнии не наблюдались. В работе [2] было обнаружено, что преобладающие дефекты фотопроводимости во всех образцах кремния, облученных электронами при 45 + 50 Мэв, находятся на «энергетической полосе» в пределах от 1,5 до 4,0 мкм. Эти «энергетические полосы» не соответствуют единичным дефектам и не зависят от химической примеси.

В настоящей работе исследовались полосы инфракрасного поглощения кремния, облученного электронами с энергией 50 Мэв. Исследуемые образцы кремния *n*- и *p*-типов имели исходное удельное сопротивление 20 + 800 ом см. Определенная по интенсивности поглощения 9,0 мкм концентрация кислорода составляла величину $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ для кремния, полученного зонной плавкой, и $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ для кремния, вытянутого из расплава. Исследование проводилось изучением спектра инфракрасного поглощения в интервале от 0,7 до 25 мкм с помощью инфракрасного спектрометра ИКС-14А. Облучение образцов проводилось при комнатной температуре на линейном ускорителе. Максимальная интегральная доза облучения составляла $1,4 \cdot 10^{18}$ эл/см².

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В результате облучения в спектрах инфракрасного поглощения появились несколько полос поглощения, которые связаны с радиационными дефектами. Наиболее интенсивными из них были полосы 1,8 мкм и 12 мкм, которые уже известны из работ [3, 4] соответственно как полосы дивакансий и А-центров (вакансия-кислород).

На рис. 1 показана зависимость коэффициента поглощения полос 1,8 мкм и 12 мкм от дозы облучения. Из рисунка видно, что в образцах скорость образования дивакансий сильно растет начиная с дозы $4 \cdot 10^{17}$ эл/см² и не зависит от типа кремния.

Что касается концентрации А-центров, которые наблюдаются только в вытянутых образцах, она растет при больших дозах. К сожалению, невозможно было при таких токах пучка облучать более большими дозами, что-

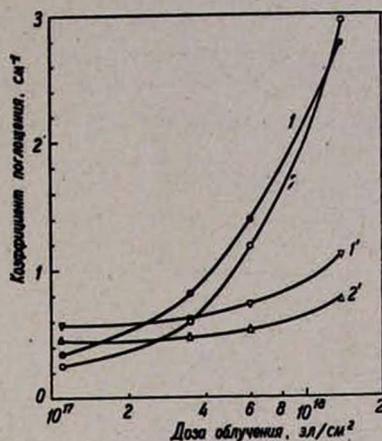


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения полосы 1,8 мкм (кривые 1 и 2) и 12 мкм (кривые 1' и 2') от дозы облучения ($E = 50 \text{ Мэв}$); 1 (1')— p -тип кремния ($\rho = 20 \text{ ом см}$), 2 (2')— n -тип кремния ($\rho = 100 \text{ ом см}$).

бы получить насыщение концентрации этих комплексов, что наблюдается при облучении 2 Мэв нейтронами дозами порядка 10^{19} н/см^2 . По этим дозовым зависимостям можно сказать, что преобладает образование дивакансий.

Относительно большую информацию дал 15 минутный изохронный отжиг этих полос поглощений. Как видно из рис. 2, концентрация комплекса вакансия-кислород (А-центр) в зависимости от температуры отжига в кремнии как n -типа, так и p -типа растет и достигает до максимального значения при температуре 250°C , после чего начинается резкий спад, который обусловлен отжигом комплекса.

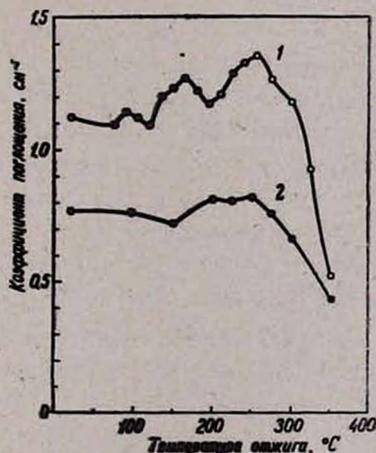


Рис. 2. 15-минутный изохронный отжиг А-центров (полоса 12 мкм) в образцах кремния, облученных электронами с энергией 50 Мэв дозой $1,4 \cdot 10^{18} \text{ эл/см}^2$; 1 — p -тип кремния ($\rho = 20 \text{ ом см}$), 2 — n -тип кремния ($\rho = 100 \text{ ом см}$).

Если сопоставить эту кривую с аналогичной кривой в работе Вана [5], то можно сказать, что отжиг А-центра происходит почти одинаково, несмотря на то, что облучения разные. Рост концентрации А-центров в этой работе объяснялся разрушением областей разупорядочения, которые дают дополнительный вклад в концентрацию вакансий и их ассоциаций с кислородом.

При отжиге также наблюдается рост полосы 1,8 мкм, т. е. концентрации дивакансий. Как видно из рис. 3, этот рост имеет ступенчатый харак-

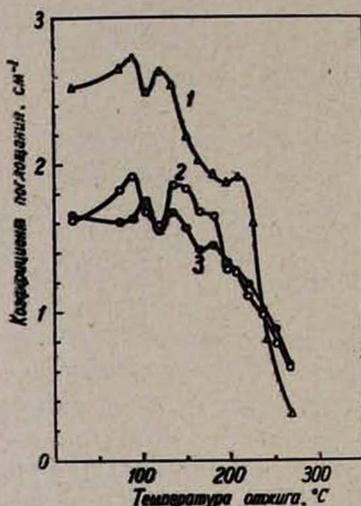


Рис. 3. 15-минутный изохронный отжиг дивакансий (полоса 1,8 мкм) в образцах кремния, облученных электронами с энергией 50 Мэв дозой $1,4 \cdot 10^{18}$ эл/см²; 1 — р-тип кремния ($\rho = 20 \text{ ом см}$), 2 — п-тип кремния ($\rho = 90 \text{ ом см}$), 3 — п-тип кремния ($\rho = 500 \text{ ом см}$).

тер. При температурах 105—110 $^{\circ}\text{C}$ во всех исследуемых образцах резко падает концентрация дивакансий, после чего снова растет и по ходу увеличения температуры отжига идет постепенный спад, хотя при некоторых температурах наблюдается небольшой рост. Этот комплекс полностью отжигается при температуре примерно 300 $^{\circ}\text{C}$. Рост указанных полос при отжиге можно объяснить тем, что при облучении электронами с энергией 50 Мэв в кристаллах образуются вакансионные скопления, частичный отжиг которых приводит к увеличению концентрации комплексов вакансия-кислород, вакансия-вакансия и других малозаметных комплексов.

Принимая модель разупорядоченных областей при нейтронном облучении, можно сказать, что высокоэнергетичные электроны тоже создают разупорядоченные области, оболочки которых являются комплексными дефектами типа А-центров.

Однако исходя из данных отжига дивакансий можно утверждать, что в этом случае в ядре разупорядоченных областей остаются устойчивые при комнатной температуре сгустки моновакансий, другими словами, существуют потенциальные барьеры для образования дивакансий, преодоление ко-

торых происходит при более высоких температурах, чем комнатная температура, а вокруг указанных сгустков имеется оболочка дивакансий. Существование таких потенциальных барьеров, вероятно, можно объяснить ступенчатым отжигом дивакансий.

Таким образом, можно сказать, что при облучении электронами с энергией 50 Мэв в монокристаллах кремния основными радиационными дефектами являются разупорядоченные области, как и при облучении нейтронами с энергией 2 Мэв.

Ереванский физический
институт

Поступила 15.VII.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. A. Uchin. ФТП, 6, 931 (1972).
2. A. H. Kalma, J. C. Corelli. Proceedings of the Santa Fe Conference on Radiation Effects in Semiconductors, October, 1967.
3. L. J. Cheng, J. C. Corelli, J. W. Corbett, G. D. Watkins. Phys. Rev., 152, 761 (1966).
4. J. W. Corbett, G. D. Watkins. Phys. Rev., 121, 1001 (1961).
5. R. E. Whan. J. Appl. Phys., 37, 3378 (1966).

ԻՆՏՐԱԿԱՐՄԻՐ ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ
ՄԻԱՔՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ, ՈՐՈՆՔ ՃԱՌԱԳԱՅՔՎԱԾ ԵՆ 50 ՄԷՎ
ԷՆԵՐԳԻԱ ՈՒՆԵՑՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ

Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ռ. Ա. ՄԵԼԿՈՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ 50 ՄԷՎ էներգիայով օժտված էլեկտրոններով ճառագայթված սիլիցիումի միաբյուրեղում ազդեցիկ են դեֆեկտների առաջացման բնույթը հիմնականում համընկնում է 2 ՄԷՎ էներգիայով նեյտրոնների ազդեցությամբ առաջացած դեֆեկտների բնույթի հետ:

STUDY OF INFRARED ABSORPTION IN THE SILICON SINGLE-CRISTALS, IRRADIATED WITH 50 Mev ELECTPONS

G. N. YERITSYAN, R. A. MELKONYAN

In this paper we have shown that the radiation defects induced in silicon by 50 Mev electrons are generally the same in the nature as those in the case of 2 Mev neutrons bombardment.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Վ. Հ. Զբրաշյան. Տարբեր էլեմենտներում ք- մեղոնների մնացորդային բեռնացումը	187
Ա. Հ. Արոյան, Ֆ. Հ. Էյրամջյան, Պ. Հ. Բեգիրգանյան. Մի քանի հեղուկների բեկման ցուցիչների որոշումը ունադենախնտերֆերամետրիկ մեթոդով <i>СuK₂</i> ճառագայթման համար	193
Գ. Մ. Ավագյանց, Վ. Մ. Հարությունյան. Կրկնակի ինժեկցիան կիսահաղորդիչներում, հաշվի առնելով հոսանքի մեծացման հետևանքով էլեկտրոնների և խոռոչների կյանքի անոդոթյան փոփոխությունը	197
Հ. Հ. Ազիզյան. Ձայնի կլանումը զերցանցում էլեկտրական դաշտի առկայության զնայքում	205
Գ. Հ. Կասամանյան. Մոդեկային բազմաշերտ պարբերական կառուցվածքների էներգետիկ սպեկտրը	211
Վ. Ա. Հարությունով, Ռ. Հ. Սիմոնյան. Գերբարձր հաճախային աղմուկի աղբյուր ծառայող զերմանիումից պատրաստված պարամետրիկ դիոդների կիրառման մասին	220
Ռ. Հ. Շարխատունյան, Ա. Գ. Նալբանդյան, Ա. Լ. Պողոսյան, Ս. Խ. Թորգոմյան, Յու. Գ. Արբալյան, Է. Ս. Ռամազյան. Լիթիում յոդատի միաբյուրեղների աճեցումը	224
Է. Ա. Մարկոսյան, Հ. Ս. Թորոսյան, Է. Գ. Շարաշյան. <i>Сr³⁺</i> -ի էլեկտրոնային պարամագնետիկական ուղղունստի սպեկտրները լյութեցիում ալյումինային նոնաքարի միաբյուրեղներում	229
Լ. Տ. Ղանբարջյան, Ա. Ի. Հովհաննիսյան, Տ. Բ. Ռուչենենկո. Սպեկտրոֆոտոմետրի օգտագործումը հեղուկ բյուրեղում լույսի ցրման հետազոտման համար	235
Ռ. Ս. Հովհաննիսյան, Մ. Գ. Աբրահամյան, Վ. Լ. Հեֆելսկյան. Մակրոնիի մածուցիկ սֆերոիդների կայունության մազնիսահիդրոդինամիկական տեսությունը	240
Տ. Ս. Զալյան. Համաձուլվածքների հաղորդականության որոշման էքսպրես- եղանակ	248

Հ Ա Մ Ա Ռ Ո Տ Հ Ա Ղ Ո Ր Դ Ո Ւ Մ Ն Ե Ր

Ռ. Հ. Ավագյան, Ա. Ա. Արմալաբեյան, Լ. Գ. Հարությունյան, Հ. Ա. Վարդապետյան, Ա. Գ. Իսկանդարյան, Ռ. Մ. Միրզայան, Գ. Մ. Էլբակյան. Երևանի էլեկտրոնային արագացուցիչի ֆոտոնային փնջի բեռնացման շարժումը	252
Գ. Մ. Հարությունյան. Կիսահաղորդչային թաղանթներում թունելային էֆեկտի վերաբերյալ	256
Հ. Ն. Նրիցյան, Ռ. Ա. Մելիճյան. Ինֆրակարմիր կլանման հետազոտումը սիլիցիումի միաբյուրեղներում, որոնք ճառագայթված են 50 ՄՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոններով	260

СОДЕРЖАНИЕ

В. А. Джрбашян. Остаточная поляризация μ^- -мезонов в различных элементах	187
А. О. Абоян, Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безиргиян. Рентгеноинтерферометрическое определение показателя преломления некоторых жидкостей для излучения SiK_α	193
Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Двойная инжекция в полупроводник с изменяющимися с ростом тока временами жизни электронов и дырок	197
А. О. Азизян. Поглощение звука в сверхрешетке в присутствии электрического поля	208
Э. А. Касаманян. Энергетический спектр модельных многослойных периодических структур	211
В. А. Арутюнов, Р. Г. Симонян. О применении германиевых параметрических диодов в генераторах шума СВЧ	220
Р. О. Шархатунян, А. Г. Налбандян, А. Л. Погосян, С. Х. Торгомян, Ю. Г. Агбалян, Э. С. Рамазян. Выращивание монокристаллов йодата лития	224
Э. А. Маркосян, О. С. Торосян, Э. Г. Шароян. Спектры парамагнитного резонанса ионов Cr^{3+} в монокристаллах лютетицево-алюминиевого граната	229
Л. Т. Кантарджян, А. И. Оганисян, Т. Б. Рудненко. Использование спектрофотометра для изучения рассеяния света жидким кристаллом в зависимости от напряжения	236
Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян, В. Л. Экекекян. К магнитогидродинамической теории устойчивости вязких сфероидов Маклорена	240
Т. С. Золян. Экспресс-метод измерения электропроводности расплавов	248

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Р. О. Авакян, А. А. Армаганян, Л. Г. Арутюнян, Г. А. Вартапетян, А. Г. Искандарян, Р. М. Мирзоян, Г. М. Элбакян. Измерение поляризации фотонного пучка Ереванского электронного ускорителя	252
Г. М. Арутюнян. О туннельном эффекте в полупроводниковых пленках	256
Г. Н. Ерищян, Р. А. Мелконян. Исследование инфракрасного поглощения в монокристаллах кремния, облученных электронами с энергией 50 Мэв	260



Технический редактор А. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 03361. Подписано к печати 11/VI 1974 г. Тираж 680. Изд. 4075. Заказ 399.

Формат бумаги $70 \times 108 \frac{1}{16}$. Печ. л. 5,25. Бум. л. 2,63.

Усл. печ. л. 7,35. Уч. изд. листов 5,94.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.